www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

13e JAARGANG No. 2, blz. 33-60 FEBRUARI 1951

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

NIEUWE ELECTRONENBUIZEN ALS SCHAKELAARS IN DE COMMUNICATIETECHNIEK

II. OMSCHAKELBUIZEN

door J. L. H. JONKER en Z. van GELDER.

621.385.832:621.318.57:621.39

De schrijvers zetten hun bespreking voort van enige experimentele buizen, die bestemd zijn voor het verrichten van schakelfuncties, en wel in het bijzonder van buizen waarbij het schakelen tot stand komt door het afbuigen van een electronenbundel. Op deze wijze is onder meer een buis gerealiseerd kunnen worden die dienst kan doen als meerwegschakelaar.

Van electromagnetische relais, zoals o.a. veelvuldig in de lijntelefonie worden gebruikt, bestaat een grote verscheidenheid. Wat bijv. de contacten betreft, onderscheidt men maakcontacten, verbreekcontacten en wisselcontacten (zie fig. 1 van een vorig artikel [1]), die in verschillende aantallen en combinaties door één magneetspoel kunnen worden bediend. Heeft men in het geval van uitsluitend maak- en verbreekcontacten te doen met (enkel- of meervoudige) eenwegschakelaars, er bestaan ook meerwegschakelaars, zoals relais met wisselcontacten, kiezers en zoekers, die één contactpunt verbinden met één van twee of meer andere punten. Ook kan men nog een onderscheid maken naar de snelheid van schakelen: in de regel moet deze snelheid zo groot mogelijk zijn, in bepaalde gevallen daarentegen is een bepaalde vertraging noodzakelijk, om te verzekeren dat het relais *na* een ander relais in werking treedt.

In het artikel I hebben wij een electronenbuis besproken die kan fungeren als relais met twee contacten die tegelijk worden gesloten of geopend (tweepolige symmetrische contactbuis). Wij zullen nu nagaan in hoeverre ook buizen voor ingewikkelder relaisfuncties kunnen worden geconstrueerd.

In de genoemde buis bepaalt de spanning van een stuurrooster of de uit de gloeikathode tredende electronen al dan niet hun weg kunnen vervolgen, hetgeen overeenkomt met het al of niet gesloten zijn van de contacten. Ruimer schakelmogelijkheden ontstaan indien men de electronen verenigt tot een bundel, die — als in een kathodestraalbuis voor een oscillograaf of voor televisie-ontvangst — door afbuiging in de gewenste richting wordt gedirigeerd en zo als het ware dienst doet als schakelarm. Dit soort buizen duiden wij aan met de term omschakelbuizen. In verscheidene publicaties en octrooien zijn dergelijke buizen beschreven en zijn voorstellen gedaan om dit principe voor uiteenlopende schakeldoeleinden toe te passen [2].

Een technische verwezenlijking vindt men in de zg. verdeler („distributor"), een buis die dienst doet bij multiplex stelsels voor telefonie, om een leiding (of radioverbinding) beurtelings aan verschillende kanalen ter beschikking te stellen. De electronenbundel in deze buis wordt zodanig afgebogen dat hij met grote snelheid achtereenvolgens contact maakt met een aantal in een cirkel opgestelde electroden. Voor een multiplex verbinding zijn twee van zulke buizen nodig, die synchroon moeten lopen.

[1] J. L. H. Jonker en Z. van Gelder, Nieuwe schakelbuizen in de communicatietechniek, I. Inschakelbuizen, Philips techn. T. **13**, 1-6, 1951 (No. 1); hier verder aangehaald als I.

[2] Een soortgelijke buis is beschreven in: Tj. Douma en P. Zijlstra, Het opnemen van zendbuiskarakteristieken, Philips techn. T. **4**, 52-56, 1939 (fig. 2, 3 en 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De tot dusverre bekende, met een afbuigbare electronenbundel werkende, schakelbuizen hebben een aantal ernstige nadelen: de afmetingen — veel groter dan die van een normale versterkbuis — vergen veel ruimte tussen de overige apparatuur en maken ook de buis zelf al vrij kostbaar, de hoge werkspanning (een paar duizend volt) is een onaangename complicatie, en de geringe stroomsterkte die in de bundel als maximum toelaatbaar is (in de orde van 100 μA) brengt mee dat de weerstand van de uitwendige keten — en daarmee ook de tijdconstante — groot is en derhalve de traagheid, die we meestal juist zeer gering wensen, toch weer vrij aanzienlijk wordt.

Wordt bij een buis als de verdeler de stroomsterkte in de bundel met behulp van een stuurrooster gemoduleerd, dan is de uitgangspanning 180° in faze verschoven ten opzichte van de ingangspanning, hetgeen in vele gevallen een bezwaar is. Zoals we echter in het artikel I hebben gezien, kan men het met behulp van secundaire emissie — waarvan in de in noot [2]) genoemde buis geen gebruik wordt gemaakt — zo inrichten dat de potentiaalwisselingen van de uitgangselectrode in faze zijn met die van de bijbehorende ingangselectrode. In plaats van het karakter te hebben van een geleidende schakelarm, werkt de bundel dan, door de secundaire emissie, meer als een bewegelijk orgaan dat in staat is twee naburige electroden met elkaar in contact te brengen.

Het streven moet dus zijn gericht op het maken van kathodestraalbuizen — voorzien van „secundaire-emissiecontacten" — in het formaat van gewone versterkbuizen en geschikt voor de daarbij gebruikelijke spanningen en stromen (bijv. enige honderden volts en enige milliampères). Een grote stap in de goede richting is geweest het invoeren van een lintvormige electronenbundel, waarover we nu eerst zullen spreken.

Lintvormige electronenbundel

In een contactbuis als in het artikel I werd besproken levert het geen moeilijkheden op, een primaire electronenstroom op te wekken die, bij een vrij grote doorsnede, een sterkte van 1 tot 2 mA heeft en die met behulp van een stuurrooster naar behoefte kan worden doorgelaten of onderdrukt. Men kan daarbij volstaan met een versnellingspanning van bijv. 300 V.

Anders wordt het evenwel als men een electrostatisch afbuigbare bundel nodig heeft, die over twee of meer contacten moet strijken en die dus, ter voorkoming van overspreken, telkens op één contact moet zijn gefocusseerd. In kathodestraalbuizen voor oscillografen of voor televisie-ontvangst heeft men een soortgelijk probleem: ter wille van de beeldscherpte moet de lichtstip op het fluorescerende scherm klein zijn. Wegens de onderlinge afstoting van de electronen is dit alleen mogelijk met een geringe stroomdichtheid in de bundel (dus met een kleine stroomsterkte) en met een grote snelheid van de electronen (dus met een hoge spanning). Vandaar dat oscillograaf- en televisiebuizen werken met stroomsterkten in de orde van 10 tot 100 μA en spanningen van 1000 tot 25 000 V. Aangezien het beeldveld vrij groot moet zijn, hebben deze buizen de bekende langgerekte vorm.

Een belangrijke grootheid bij het probleem van het focusseren is de ruimtelading in de electronenbundel. Hoe groter de ruimtelading is, in des te mindere mate kan men, door de onderlinge afstoting van de electronen, de bundel gefocusseerd houden. In de berekeningen over de ruimtelading in een bundel treft men een aantal grootheden aan in het volgende verband [3]):

$$\frac{I}{A}\,\frac{l^2}{V^{3/2}}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

waarin I de stroomsterkte en A de doorsnede van de bundel is, l de lengte van de bundel tussen de laatste en de voorlaatste electrode, en V de potentiaal in de ruimte tussen deze twee electroden. Hoe kleiner de door (1) gegeven grootheid is, des te geringer is de ruimtelading. Hieruit volgt alvast één middel om te komen tot buizen met de gewenste grotere stromen en lagere spanningen, en wel een verkleining van l, hetgeen hier toelaatbaar is omdat bij schakelbuizen de bundel geen groot veld behoeft te bestrijken. Uiteraard is deze verkorting tevens gunstig om de buis klein te kunnen maken!

Het verkleinen van l is echter niet voldoende om de stroom I tot milliampères te kunnen opvoeren en de spanning V tot bijv. 300 V te kunnen drukken, zonder dat de uitdrukking (1), en daarmee de ruimtelading, ontoelaatbaar groot zou worden. Een tweede verbetering is daarvoor nodig, en deze wordt gevonden door van de gebruikelijke cirkelronde doorsnede van de bundel over te gaan tot een doorsnede die in één richting langgerekt is en dus bijv. de vorm heeft van een platte rechthoek, waarbij de bundel zelf lintvormig wordt. Deze vorm is mogelijk dank zij het feit dat bij een schakelbuis de bundel slechts in één richting behoeft te worden afgebogen, en dat dus alleen in deze richting

[3]) K. R. Spangenberg, Vacuum tubes, Mac Graw Hill Book Co., New York 1948 (blz. 443 e.v.).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een grote definitie wordt verlangd. (Deze definitie is nodig wegens het grote aantal contactsystemen dat men, in een buis die bijv. als verdeler moet kunnen fungeren, in een beperkte ruimte naast elkaar wil opstellen.) Dit is in tegenstelling tot een oscillograaf- en een televisiebuis, waarbij in twee, onderling loodrechte, afbuigrichtingen de definitie groot moet zijn, hetgeen van zelf leidt tot een ronde (eventueel vierkante) vorm van de doorsnede.

De lintvormige electronenbundel heeft een reeks voordelen boven een bundel met ronde doorsnede.

Geven we de twee bundels in de afbuigrichting dezelfde definitie, dwz. maken we de korte rechthoekzijde d gelijk aan de middellijn van de ronde

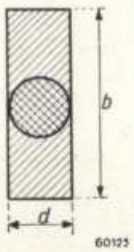


Fig. 1. Doorsnede van een ronde electronenbundel (middellijn d) en van een lintvormige ($d \times b$). De afbuigrichting van de laatste is naar links en rechts.

bundel (*fig. 1*), dan is het duidelijk dat bij gelijke stroomdichtheid de stroomsterkte in de lintvormige bundel veel groter is dan die in de ronde bundel.

Tevens blijkt uit berekening dat — ook weer bij gelijke stroomdichtheid — de schadelijke werking van de ruimtelading (onderlinge afstoting van de electronen) bij een brede bundel zoveel gunstiger is dat men de stroomsterkte een factor 2 tot 4 groter kan maken. Dank zij deze voordelen kunnen met een lintvormige bundel stroomsterkten in de orde van milliampères worden verkregen, terwijl geen spanningen hoger dan 200 tot 300 V nodig zijn.

Een derde belangrijk voordeel van de lintvormige bundel is de veel eenvoudiger opbouw van het electrodensysteem. De openingen in de electroden die tezamen het „kanon" vormen, dat de electronen bundelt, behoeven namelijk nog slechts in één richting (loodrecht op de platte kant van de bundel) nauwkeurig in één lijn te worden opgesteld. Hieraan is het te danken dat het electrodensysteem, evenals in normale versterkbuizen, kan worden gemonteerd tussen mica steunplaatjes, hetgeen de fabricage zeer vereenvoudigt.

Ook in ander opzicht kan met voordeel gebruik worden gemaakt van de techniek der normale buizen, namelijk in het volgen van dezelfde richtlijnen om de capaciteiten tussen de electroden klein te houden. Dit draagt bij schakelbuizen bij tot het verkrijgen van een kleine tijdconstante (korte schakeltijd).

Twee verdere voordelen van de lintvormige bundel zijn de volgende.

1. De brandpuntafstand van een spleetvormige electronenlens is, bij dezelfde potentialen en veldsterkten, slechts de helft van die van een ronde lens. Daardoor kan de platte bundel korter zijn dan de ronde, zodat men, bij de beoogde verkorting van de bundel, met minder hoge potentialen toekomt dan bij een ronde bundel.
2. Wil men, om overspreken te voorkomen, de bundel strikt op het ene, gewenste, contactsysteem focusseren, dan wil dit zeggen dat de kathode voldoende klein moet worden „afgebeeld", dus dat de kathode voldoende ver van de electronenlens af moet staan. Het gevolg hiervan is, dat de veldsterkte aan de kathode vrij klein wordt, waardoor eventueel niet een voldoend grote stroomdichtheid te verkrijgen is. Dank zij de grote breedte van de lintvormige bundel, die kan worden opgevat als een groot aantal parallelgeschakelde smalle bundels, kan de stroomdichtheid klein zijn zonder dat de totale stroom in de bundel te klein wordt.

Buizen met een of meer maak- en verbreekcontacten resp. wisselcontacten

De in *fig. 2* en *fig. 3* afgebeelde buis heeft twee contactsystemen, elk van drie electroden (h-r-a, h'-r'-a', vgl. fig. 8 van het artikel I). Een electronenbundel kan met behulp van de afbuigplaten d_1-d_2 naar willekeur op het ene of op het andere contactsysteem worden gericht, waarbij dus òf het contact h-r, òf het contact h'-r' is gesloten. De buis kan derhalve een relais met een maak- en een verbreekcontact vervangen, of, als men r met r' verbindt, een relais met een wisselcontact. Dank zij de uitvoering van de contactsystemen met roostervormige ingangselectrode kunnen, zoals in artikel I werd toegelicht, zonder bezwaar ongeveer 10 contacten in serie worden geschakeld.

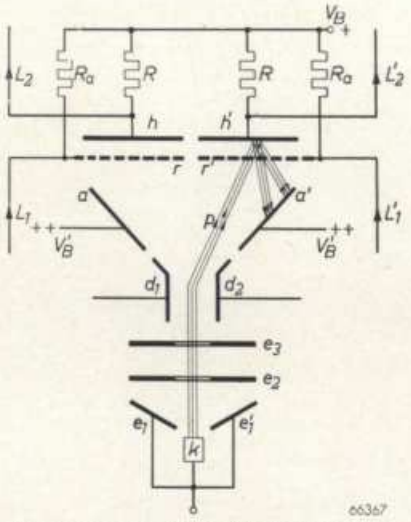


Fig. 2. Doorsnede van een schakelbuis met een maak- en een verbreekcontact. De kathode k levert de electronen, waaruit de electroden e_1-e_1', e_2 en e_3 een lintvormige bundel p formeren. Deze kan met behulp van de afbuigplaten d_1-d_2 hetzij op h, hetzij op h' worden gericht. h-r-a en h'-r'-a' zijn contactsystemen volgens fig. 8 van artikel I. Er wordt verbinding gemaakt òf tussen de lijnen L_1 en L_2, òf tussen L_1' en L_2'.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 3. Foto van de in fig. 2 voorgestelde buis.

Bij deze buis met slechts twee contactsystemen behoeft de bundel in de afbuigrichting niet bijzonder smal te zijn, maar toch heeft het gebruik van een lintvormige bundel hier voordeel: hoe kleiner de dikte d van de bundel (in de afbuigrichting) is, des te meer kan de afbuigspanning (tussen d_1 en d_2) variëren zonder dat de bundel het contactsysteem waarop hij is gericht, verlaat.

Volgens fig. 8 van het artikel I was r over een weerstand aangesloten op een punt van hogere spanning (V_B') dan h. Dit is gunstig voor het tot stand brengen van tweezijdig contact, zoals voor een soortgelijk geval werd toegelicht aan de hand van fig. 2e van het genoemde artikel. Kan men met eenzijdig contact volstaan, dan heeft het voordeel, zoals in fig. 2 (blz. 35) is weergegeven, voor r en r' dezelfde lage voedingspanning te kiezen (bijv. 70 V) als voor h en h'. Wanneer namelijk nu de bundel op h (resp. h') wordt gericht, veroorzaakt dit op zichzelf geen spanningsverandering aan h (resp. h'). Dwz. bij spreekstroomoverdracht heeft dan het omschakelen van de bundel geen storende klik, en bij het overbrengen van impulsen geen fout signaal tot gevolg.

Maakt men de breedte b van de lintvormige bundel groot genoeg, dan kan men hem tegelijk een tweede, derde, enz. paar contactsystemen doen bestrijken. De buis kan dan de functie verrichten van een meervoudig relais (met twee of meer maak- en verbreek-, resp. wisselcontacten).

Verbindt men de secundair emitterende electrode h met een afbuigplaat van een of meer volgende buizen, dan kan men het zo inrichten dat de spanningsverandering die h ondergaat wanneer hij door de bundel wordt getroffen, juist voldoende is om in de volgende buizen de bundel op een ander contactsysteem terecht te doen komen. Dit is gelijkwaardig met het geval waarin men een relaiscontact de bekrachtigingstroom van een of meer andere relais laat sluiten of verbreken. Wij komen hierop nog terug.

Kiesbuis

Als tweede willen we de kiesbuis bespreken, d.i. een schakelbuis die één electrode kan verbinden met een willekeurige uit een grote groep andere electroden.

Fig. 4 is een schets van de electrodenopstelling. Van een groep uitgangselectroden $h_1, h_2, h_3, \ldots$ wordt er, al naar de grootte van de spanning tussen de afbuigplaten d_1 en d_2, één door de bundel getroffen. Deze electrode neemt dan door secundaire emissie de constante potentiaal van een schermrooster r aan, dat de ene electrode vormt waarmee elk der uitgangselectroden kan worden „verbonden". De spleten in het schermrooster r, alsmede de geringe dikte van de lintvormige bundel, voorkomen dat meer dan één uitgangselectrode h tegelijk met r zou zijn verbonden.

Vóór het rooster r is een remrooster g_3 opgesteld, dat de potentiaal nul heeft; de draden hiervan lopen in fig. 4 evenwijdig met het vlak van tekening. Dit rooster belet ongewenste overgangen van secundaire electronen naar de afbuigplaten. Een scherm s, ook met potentiaal nul, achter de electroden h, voorkomt dat electronen op de glazen ballon terecht komen.

Als toepassing van de kiesbuis is in het bijzonder gedacht aan het gebruik als verdeler in multiplex systemen, waarover in de inleiding al even werd gesproken. Een zaagtandvormig spanningsverloop tussen de afbuigplaten doet de bundel periodiek

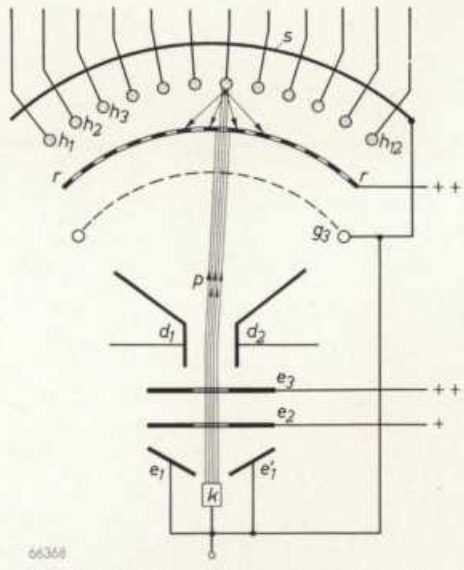
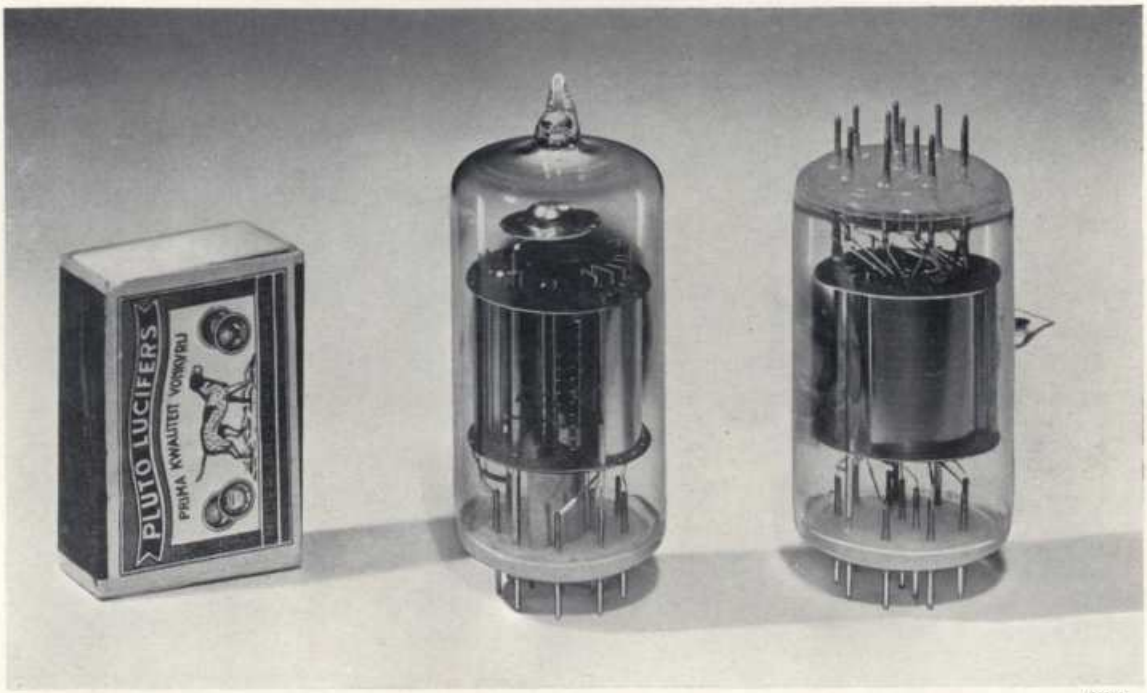


Fig. 4. Kiesbuis. De lintvormige primaire bundel p treft één van een groot aantal electroden $h_1, h_2, h_3, \ldots$, die secundair kunnen emitteren, waardoor de getroffen electrode de constante en hoge potentiaal van het schermrooster r aanneemt. g_3 is een remrooster en s een scherm, beide op kathodepotentiaal; zij voorkomen dat electronen op ongewenste plaatsen terecht komen. De overige letters hebben dezelfde betekenis als in fig. 2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



66132

Fig. 5. Twee kiesbuizen volgens fig. 4, links een met zes, rechts een met twaalf contacten *h*.

over de contacten strijken. Met een eenvoudige schakeling, waarop wij hier niet kunnen ingaan, kan men een als distributor werkende kiesbuis synchroon laten lopen met een andere. De impulsen van constante grootte op de uitgangselectroden *h* openen om beurten telkens even een bijbehorende versterkbuis in elk der kanalen [4]).

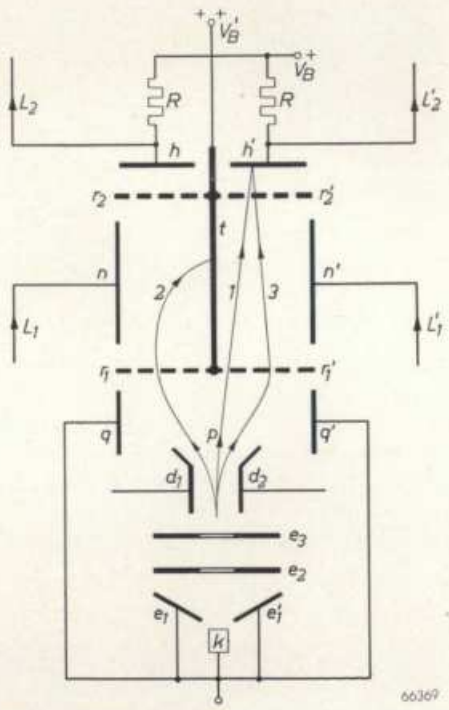
Een kiesbuis met zes, of zelfs met twaalf contacten kan ongeveer het formaat hebben van een gewone radiobuis (*fig.* 5).

Signaleringsbuis

Onder signalering verstaat men in de telefonie al datgene wat betrekking heeft op het overbrengen van signalen met uitzondering van de gesprekken zelf, signalen dus voor het kiezen, wekken, „bezet" melden, enz. Zij hebben de vorm van impulsen.

De besproken contactbuizen kunnen natuurlijk ook dienst doen voor het doorgeven van signalen met deze bijzondere modulatievorm, maar niettemin is een schakelbuis met de in *fig.* 6 geschetste electronenconfiguratie ontworpen, die voor dit doel bij uitstek geschikt is. *Fig.* 7 is een foto van twee signaleringsbuizen, waarvan de ene is voorzien van een „Noval" voet.

Ook deze buis werkt met een lintvormige electronenbundel, die men met behulp van de afbuig-



66369

Fig. 6. Doorsnede van een signaleringsbuis. Voor de betekenis van k, e_1-e_1', e_2, e_3, d_1-d_2, p, h en h', zie fig. 2. De platen q-q' op kathodepotentiaal beletten dat de bundel te ver wordt afgebogen. De opvangelectrode t en de roosters r_1-r_1' en r_2-r_2' hebben de hoge potentiaal V_B'. *1* is de baan van de primaire bundel als deze naar rechts is afgebogen en de plaat n' (ingangselectrode) ongeveer de potentiaal V_B' heeft; daar de bundel het uitgangscontact h' treft, neemt dit de spanning V_B' van het rooster r_2' aan. Dit is nog zo als door een hogere afbuigspanning de bundel de baan *3* volgt.

De (naar links afgebogen) bundel neemt de vorm *2* aan indien de binnenkomende lijn L_1 en de ingangselectrode n een lage potentiaal hebben. Hij treft h dan niet, en de uitgaande lijn L_2 ondergaat geen spanningsverandering.

[4]) Vgl. de „kanaalvensterschakelingen", beschreven in: C. J. H. A. Staal, Een apparatuur voor multiplex-impulsmodulatie, Philips techn. T. **11**, 133-144, 1949.

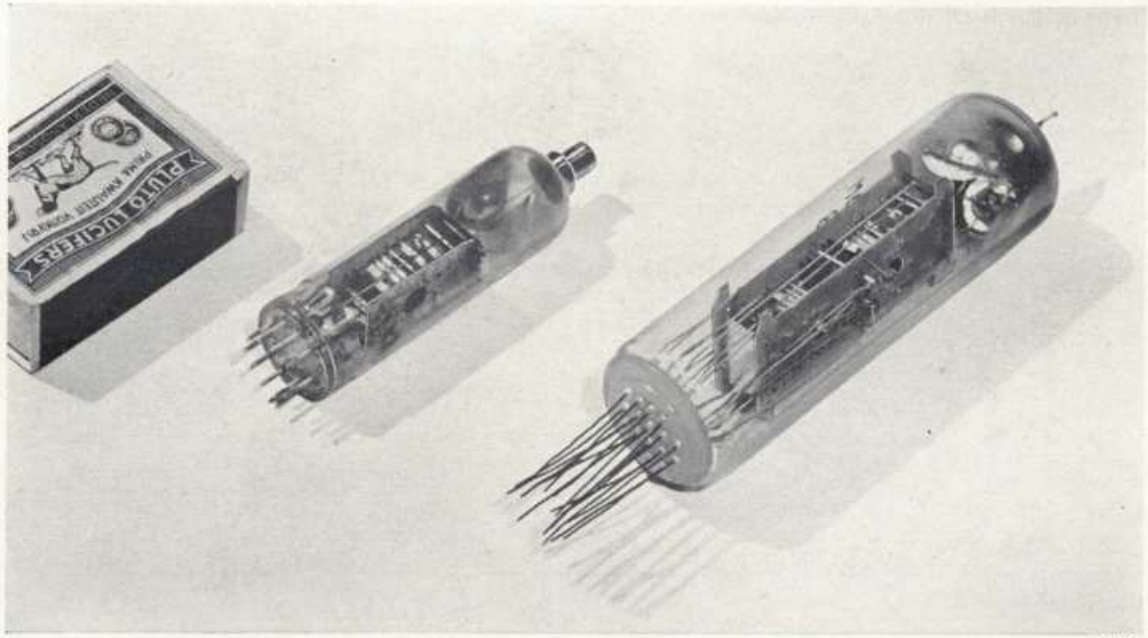
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

platen d_1 en d_2 naar links of naar rechts kan dirigeren. De bundel betreedt dan een ruimte die omsloten is door de roosters r_1 resp. r_1' en r_2 resp. r_2', het tussenschot t en de plaat n, resp. n'; de roosters en het tussenschot hebben eenzelfde constante hoge potentiaal V_B' (bijv. 200 V), en n en n' zijn de ingangselectroden, waarop de impulsvormige signalen aankomen (met positieve polariteit). In fig. 6 geeft *1* de vorm van de naar rechts afgebogen bundel weer voor het geval dat op de plaat n' een signaal staat met een positieve spanning ongeveer gelijk aan V_B'. Na het passeren van r_1' bevinden de

bundel, zodat bij grote afbuigspanning de electronenbaan een verloop krijgt als in fig. 6 met *3* is aangegeven. De platen q hebben dus tot effect, ten eerste dat de afbuigspanning tussen de platen d_1 en d_2 zeer weinig critisch is, en ten tweede dat de afmetingen in de afbuigrichting klein kunnen worden gemaakt.

De platen n en n' hebben het karakter van stuurelectroden, niet van contacten. „Sluiten van het contact" betekent hier dat de electrode h of h', die tevoren de potentiaal V_B had (bijv. 70 V), de potentiaal V_B' aanneemt (bijv. 200 V), onaf-



66133

Fig. 7. Links een signaleringsbuis volgens fig. 6, met „Noval" voet. Rechts een dubbele signaleringsbuis, waarin twee van de in fig. 6 weergegeven electrodensystemen (doch met één gemeenschappelijke kathode) zijn ondergebracht.

primaire electronen zich dan in een nagenoeg veldvrije ruimte, zij vliegen derhalve rechtdoor en treffen de electrode h'. Deze zendt dientengevolge secundaire electronen uit (die zich naar t en r_2' begeven) en neemt daardoor de hoge potentiaal van r_2' aan, hetgeen het uitgangsignaal vormt.

Valt het ingangsignaal weg (of daalt de potentiaal van de ingangselectrode beneden een zekere waarde), dan ontstaat de toestand die (voor de naar links afgebogen bundel) door *2* is weergegeven: doordat n een lage potentiaal heeft, wordt de bundel van n weggebogen, zodat hij op t terecht komt, zonder h te treffen.

Aan weerszijden is een plaat q resp. q' aangebracht (fig. 6), die kathodepotentiaal heeft. Deze platen voorkomen een te ver gaande afbuiging van de

hankelijk van de spanning op n (resp. n'), mits slechts deze spanning een bepaalde waarde heeft overschreden. Dit is dus analoog aan wat het geval is bij de kiesbuis, en principieel anders dan bij de daarvóór besproken schakelbuizen, waarbij de spanning van de uitgangselectrode h die van de ingangselectrode a volgt. Hierin ligt besloten dat de signaleringsbuis geen willekeurige modulatie van het ingangsignaal kan overbrengen, maar juist zeer geschikt is om impulsen af te geven waarvan de hoogte met de grootte van V_B' instelbaar is en onafhankelijk van de hoogte der ingangsimpulsen.

In tegenstelling tot andere schakelbuizen bestaat bij signaleringsbuizen practisch geen grens aan het aantal dat men in serie kan schakelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men kan dit als volgt inzien. Een serieschakeling van de contacten van drie buizen volgens fig. 2 is voorgesteld in *fig. 8a*, waarvan fig. 8*b* het vervangschema is. Zijn de drie contacten gesloten, dan komen de weerstanden R_i van elk contact in serie te staan. Hoewel R_i vrij klein kan zijn ten opzichte van R, wordt hierdoor toch een grens gesteld aan het aantal contacten dat men in serie kan schakelen (max. ca 10). Bij serieschakeling met signaleringsbuizen echter (fig. 8*c*) geldt als vervangschema fig.8*d*: een „gesloten contact" betekent hier een verbinding van een uitgangselectrode h, over de contactweerstand R_i ($\ll R$), met de spanningsbron V_B'; de weerstanden R_i komen hier dus niet achter elkaar te staan, en men kan derhalve een willekeurig groot aantal contacten van deze buizen in serie schakelen.

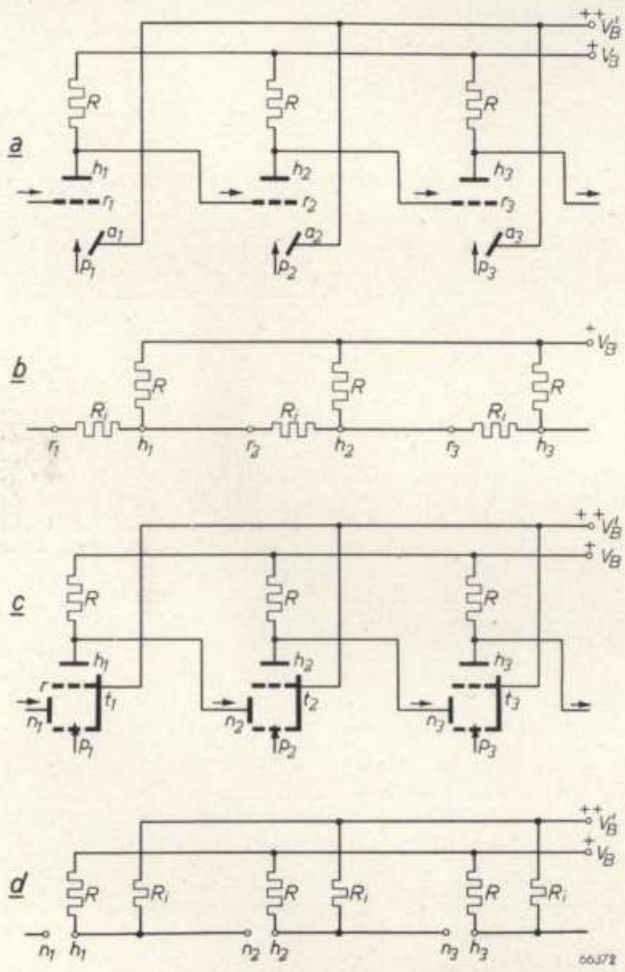


Fig. 8. *a*) Serieschakeling van de contacten van drie buizen volgens fig. 2 (alleen de linkerhelften zijn hier getekend). *b*) Vervangschema voor het geval dat de drie contacten gesloten zijn. De contactweerstanden R_i ($\ll R$) komen hierbij in serie te staan. *c*) Serieschakeling met buizen volgens fig. 6 (alleen de linkerhelften zijn getekend). *d*) Vervangschema van (*c*), met de drie contacten gesloten. Hier staan de contactweerstanden R_i ($\ll R$) niet in serie.

Enige schakeltechnische kwesties

Opzettelijke vertraging

In de inleiding werd al opgemerkt dat het soms noodzakelijk is dat bepaalde (electromagnetische) relais, bij gelijktijdige bekrachtiging, in een vaste volgorde hun contacten sluiten. Te dien einde maakt men gebruik van bijzondere constructies, waarmee een zekere opzettelijke, al of niet instelbare, vertraging wordt verkregen.

Om hetzelfde doel te bereiken met omschakelbuizen, kan men te werk gaan als volgt. In een hulpbuis (*fig. 9*) wordt een electronenbundel p_2 opgewekt, die op een anode a_2 valt. De afbuigplaten van de hulpbuis zijn verbonden met de overeenkomstige platen van de buis waarop de vertraging moet worden toegepast en die van het type kan zijn als werd getekend in fig. 2 of fig. 6. De anode a_2 is over een weerstand verbonden met een punt van positieve spanning en over een condensator C met de afbuigplaat d_1. Verhoogt men de afbuigspanning van de andere plaat (d_2) zodanig dat de bundel de anode a_2 verlaat (de bundel in de andere buis valt dan nog steeds op de electrode h), dan stijgt plotseling de potentiaal van a_2, en bij gevolg ook die van d_1 (zowel in de hulpbuis als in de schakelbuis). Dit laatste remt de beweging van de bundel in beide buizen. De capaciteit C en de grootte van de weerstanden waarover de ladingen kunnen afvloeien, bepalen de vertraging die de beweging van de bundel ondervindt.

Eventueel kan men in de hulpbuis verscheidene electrodensystemen onderbrengen en hierbij verschillende RC-tijden gebruiken, zodat men de beschikking heeft over verschillende vertragingstijden. Ook is het in principe mogelijk, de anode a_2 in de te vertragen schakelbuis zelf aan te brengen en een deel van de (verbrede) bundel er op te laten vallen.

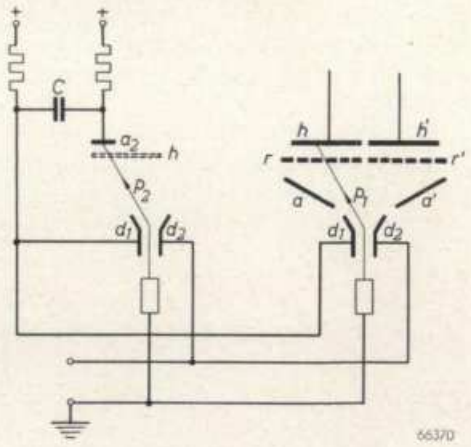


Fig. 9. Rechts een schakelbuis volgens fig. 2, waaraan door middel van de links getekende hulpbuis een zekere vertraging wordt gegeven. Verhoogt men de spanning op de beide rechtse afbuigplaten d_2 zodanig dat de aanvankelijk linksom afgebogen bundels p_1 en p_2 naar rechts gaan, dan stijgt plotseling, wanneer p_2 de anode a_2 verlaat, de potentiaal van a_2 en (via de condensator C) ook die van de platen d_1, waardoor in beide buizen de beweging van de bundel wordt geremd. In de hulpbuis is de uitgangselectrode h van de hoofdbuis gestippeld getekend, om aan te geven dat p_1 nog steeds op h valt als p_2 de anode a_2 juist verlaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vervanging van verscheidene relais door één schakelbuis

In *fig. 10a* is een bepaalde combinatie van drie enkelvoudige relais voorgesteld die kan worden vervangen door één schakelbuis volgens fig. 6: de afbuigplaten d_1-d_2, die de bundel naar links of naar rechts dirigeren, treden in de plaats van de spoel van relais *1*, en de platen *n*-*n'* in fig. 6, in de plaats van de spoelen van relais *2* en *3* (het „contact" komt immers alleen tot stand indien de potentiaal van deze electrode voldoend sterk positief is).

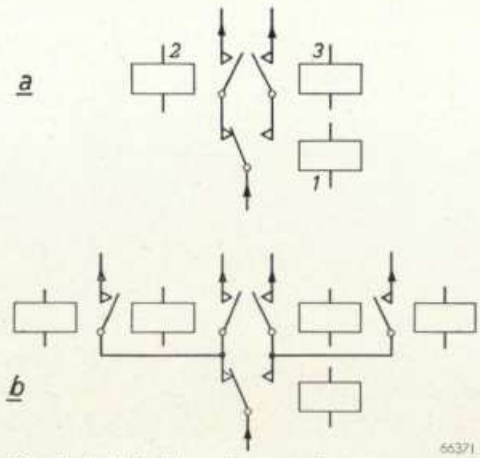


Fig. 10. De relaisschakeling *a* kan worden vervangen door een buis volgens fig. 6, de schakeling *b* door een soortgelijke buis met twee naast elkaar opgestelde contactsystemen.

Ook de in fig. 2 weergegeven buis, met *r*, *r'*, *h* en *h'* gevoed uit één en dezelfde spanningsbron, kan de bedoelde relaisschakeling vervangen. Relais *1* beantwoordt weer aan het omschakelen van de bundel. Om bijv. *h'* in spanning te doen stijgen, is het niet voldoende, de bundel op deze electrode te richten, maar tevens moet men de spanning van *r'* verhogen tot de waarde die men *h'* wil laten aannemen. In de relaisschakeling volgens fig. 10*a* heeft dit tot analogie dat men, om het onderste punt te verbinden met het punt rechts boven, niet alleen relais *1* moet bekrachtigen, maar ook relais *3*.

Heeft men twee van deze relaisgroepen, dan kan men de stroom door de spoel van relais *1* van de ene groep laten in- en uitschakelen door het contact van relais *2* of *3* van de andere groep. Met twee buizen volgens fig. 6 bijv. kan men een overeenkomstige schakeling realiseren op de reeds vermelde wijze, door de uitgangspanning van een electrode *h* van de ene buis te gebruiken als afbuigspanning tussen de platen d_1-d_2 van de andere buis.

Maakt men de bundel zo breed dat hij twee naast elkaar opgestelde contactsystemen bestrijkt, dan kan één zo'n dubbele buis de vijf enkelvoudige relais volgens het schema van fig. 10*b* vervangen. Zou men het gehele electrodensysteem verdubbelen (op de kathode na, die men dan twee bundels laat uitzenden, welke elk twee paar contactsystemen bedienen), dan zou op deze wijze, in een schema analoog aan dat van fig. 10*b*, één buis zelfs de functie op zich kunnen nemen van tien enkelvoudige relais! Het spreekt van zelf dat op deze manier een aanzienlijke ruimtebesparing is te verkrijgen.

Het zal duidelijk zijn dat met de hier gegeven voorbeelden de mogelijkheden niet zijn uitgeput. De practijk zal ten slotte moeten uitwijzen, hoeveel en welke combinaties het best in één buis kunnen worden ondergebracht.

Samenvatting. In dit tweede artikel over „electronisch schakelen" worden enige experimentele buizen behandeld waarbij, evenals bij vroeger besproken buizen, voor het „contact" maken gebruik wordt gemaakt van secundaire emissie (zodat het uitgangsignaal in faze is met het ingangsignaal), doch waarbij de bundel primaire electronen in de gewenste richting wordt gestuurd door electrostatische afbuiging. Daardoor krijgen deze buizen het karakter van een omschakelaar. Het gebruik van een lintvormige bundel, met een dwarsdoorsnede die groot is in de ene richting doch klein in de andere, brengt een aantal grote voordelen mee: de stroomsterkte in de bundel kan tot een waarde in de orde van milliampères worden opgevoerd, men heeft geen hogere spanningen nodig dan 200 tot 300 volt, en de afmetingen van de buizen kunnen klein worden gehouden (ongeveer als die van normale ontvangbuizen).

Besproken worden een buis met een of meer maak- en verbreekcontacten (resp. wisselcontacten), een kiesbuis met 6 en een met 12 contacten, en een signaleringsbuis (die alleen impulsen kan doorgeven; de grootte van de afgegeven impulsen is onafhankelijk van die der ingangsimpulsen, mits deze een bepaalde waarde overschrijdt). In deze buizen kan desgewenst een instelbare vertraging worden aangebracht. Met enige voorbeelden wordt toegelicht hoe één schakelbuis verscheidene enkelvoudige relais kan vervangen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

NIEUWE INZICHTEN OP HET GEBIED VAN OXYDISCHE HALFGELEIDERS EN VAN ZINKSULFIDE-FOSFOREN

door E. J. W. VERWEY en F. A. KRÖGER. 537.311.3:535.371

Evenals enige tientallen jaren geleden, toen radiobuizen als de diode, triode, kathodestraalbuis en het thyratron in de electrotechniek werden geïntroduceerd, worden voor deze tak van technische wetenschap thans opnieuw belangrijke perspectieven geopend door de toepassing van specifieke eigenschappen van de vaste stof. We zien allerlei nieuwe materialen, met bijzondere eigenschappen of combinaties van eigenschappen, hun intrede doen: halfgeleiders spelen een grote rol in keerlaaggelijkrichters, als basismateriaal voor weerstanden, fotogeleidende lagen enz.; fluorescerende stoffen worden op grote schaal toegepast in de verlichtingstechniek, televisie, radar enz.

Gezien het grote practische belang van deze materialen is het begrijpelijk dat men zich ook van meer theoretische zijde intensief hiermee bezighoudt en tracht de inzichten in hun gedragingen te verdiepen.

Het is reeds lang bekend, dat belangrijke physische eigenschappen van vaste stoffen vaak worden bepaald door zekere „verontreinigingen". Als voorbeeld kunnen we noemen het geleidingsvermogen van halfgeleiders en de optische eigenschappen van fluorescerende stoffen. Het mechanisme volgens hetwelk de „verontreinigingen" hun invloed uitoefenen is in vele gevallen nog onduidelijk, in andere gevallen is men weliswaar in staat zich van dit mechanisme een beeld te vormen doch is de bereiding van een stof met het gewenste gehalte aan verontreinigingen buitengewoon moeilijk.

De laatste tijd heeft men echter op sommige punten nieuwe inzichten kunnen verwerven, die tegelijkertijd mogelijkheden bieden voor een veel betere beheersing van de bereiding van stoffen met gewenste eigenschappen.

In dit artikel zullen we eerst spreken over halfgeleiders. Na de bespreking van enkele denkbeelden die reeds van oudere datum zijn, zullen we kort mededelen hoe nieuwe ideeën op dit gebied hebben geleid tot de zogenaamde „methode der geleide valentie". Daarna zullen we enkele nieuwe inzichten bespreken die zijn verkregen op het gebied der zinksulfide-fosforen, en het zal blijken, dat de gedachtengangen die op beide genoemde gebieden zijn gevolgd grote analogie vertonen.

Halfgeleiders

Halfgeleidende elementen

De eerste stoffen waarvan het gedrag onder invloed van verontreinigingen vrij volledig werd begrepen waren de halfgeleidende elementen silicium en germanium. Dit is te danken aan uitgebreide onderzoekingen die o.a. Lark-Horowitz en Johnson aan deze stoffen deden [1]). Het bleek dat bij verontreiniging van Si of Ge door een element uit de derde kolom van het periodiek systeem, bijvoorbeeld borium, aluminium, gallium of indium, in het algemeen een halfgeleider ontstaat die zich gedraagt alsof het ladingstransport door positieve ladingen teweeg werd gebracht (zogenaamde „gaten"-halfgeleider). Bestaat de verontreiniging uit een element dat in de vijfde kolom van het periodieke systeem zijn plaats heeft, zoals stikstof, phosphorus, antimonium of arsenicum, dan ontstaat in het algemeen een halfgeleider waarin het ladingstransport aan negatieve ladingen is te danken.

Dit gedrag is te verklaren, als men de voor de hand liggende veronderstelling maakt dat de verontreinigende atomen een normale roosterplaats gaan innemen. Als we bij voorbeeld door antimonium verontreinigd germanium beschouwen, dan moeten we ons voorstellen dat vier van de vijf valentie-electronen van het Sb-atoom aan de chemische binding met de vier naaste buren meedoen. (Ge en Si hebben beide vier valentie-electronen en kristalliseren in de zogenaamde diamantstructuur, waarbij ieder atoom vier naaste buren heeft.) Het vijfde electron is als het ware overtollig en kan beschouwd worden als een electron dat in een medium (het

[1]) Zie hiervoor bij voorbeeld: K. Lark-Horowitz, El. Eng. **68**, 1047, 1949; W. Shockley, Electrons and holes in semiconductors with applications to transistor electronics, Van Nostrand, New York, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

germanium) met diëlectrische constante ε in het Coulomb-veld van een positief Sb^+-ion beweegt.

Dank zij de grote waarde van ε blijkt het slechts een energie van enkele honderdsten electronvolt te kosten om een dergelijk electron van het Sb^+-ion los te maken. Daarna kan het betrekkelijk vrij door het kristal bewegen. Zelfs in zeer kleine hoeveelheden veroorzaakt zulk een verontreiniging daardoor een aanmerkelijke verhoging van het geleidingsvermogen van het kristal.

De bovenvermelde gaten-geleiding, die optreedt bij verontreiniging door een element uit de derde kolom van het periodiek systeem, is op analoge manier te begrijpen. Hier is door substitutie van een Ge- of Si-atoom door bij voorbeeld Al een electronentekort ontstaan. Men moet nu aannemen dat een electron van een Ge-atoom uit de naaste omgeving van het Al-atoom de neiging heeft samen met het Al-atoom een negatief ion te vormen. Uiteraard is het onverschillig welke van de naaste Ge-buren een electron afstaat. Op die plaats waar op een bepaald moment een electron te weinig is, bevindt zich, zoals men het uitdrukt, een electronen-„gat". Dit „gat" gedraagt zich nu als een positief geladen deeltje dat in een medium met diëlectrische constante ε in het Coulomb-veld van het negatieve Al^--ion beweegt. Evenals in het eerst beschouwde geval is de bindingsenergie van dit „positieve deeltje" heel klein. Na losmaking van het Al^--ion kan het vrijwel ongehinderd door het kristal bewegen, zodat weer een bijdrage tot het geleidingsvermogen valt te constateren.

Behalve de hierboven oppervlakkig geschetste theorie van het tot stand komen van het geleidingsvermogen in Si en Ge heeft men ook gedetailleerde theorieën die in staat zijn de experimenteel gevonden afhankelijkheid van het geleidingsvermogen van de temperatuur en van de concentratie der verontreiniging te verklaren. Als men het geleidingsvermogen meet van preparaten waaraan bekende hoeveelheden verontreinigende atomen zijn toegevoegd, dan kan men uit het gevonden verband met behulp van de genoemde theorieën voorspellingen doen over de soortelijke weerstand van ideaal zuiver Si resp. Ge. Men vindt dan, dat deze bij kamertemperatuur respectievelijk 10^6 en 10^2 Ωcm moet bedragen. Vergelijkt men deze waarden met de waarden die men meet aan Ge- of Si-preparaten waarop men de meest rigoureuze zuiveringsmethoden heeft toegepast die men ter beschikking heeft, dan blijkt dat de soortelijke weerstand van de zo bereide materialen nog respectievelijk een factor 10^4 en een factor 2 te klein is. Hieruit moet men dus concluderen dat in deze stoffen nog steeds een zekere hoeveelheid verontreinigingen aanwezig is die men niet kan verwijderen; wegens de geringe concentratie van de verontreinigingen is het in algemeen zelfs onmogelijk vast te stellen waaruit zij bestaan.

Niet-stoechiometrische halfgeleiders

Behalve de genoemde halfgeleidende elementen is er een grote groep van halfgeleidende verbindingen; vele van deze verbindingen behoren tot de metaaloxyden of metaalsulfiden. Van de oxydische halfgeleiders zijn de zogenaamde niet-stoechiometrische halfgeleiders het langst bekend [2]). Alhoewel bij deze de electrische eigenschappen niet bepaald worden door onzuiverheden in de zin van „vreemde atomen", willen we er hier toch enkele woorden over zeggen. Het geleidingsmechanisme is hier namelijk analoog aan het geleidingsmechanisme bij halfgeleiders die op basis van de straks te bespreken methode der geleide valentie zijn bereid.

De niet-stoechiometrische halfgeleiders danken hun geleidingsvermogen aan een afwijking van de eenvoudige, stoechiometrische, verhouding der samenstellende elementen. Deze afwijking kan bestaan in het optreden van een overmaat aan metaal of van een overmaat aan zuurstof. In het algemeen gaat de aanwezigheid van een overmaat van ionen van één soort gepaard met roosterfouten; verder zal men de niet-stoechiometrische verbindingen over het algemeen aantreffen bij verbindingen van metalen met wisselende waardigheid. Bij voorbeeld bij Cu_2O met een overmaat aan zuurstof moeten een aantal Cu^+-plaatsen onbezet zijn, terwijl, terwille van de electrische neutraliteit van het rooster, een equivalent aantal Cu^+-ionen in de tweewaardige toestand moet zijn overgegaan. Schematisch wordt de situatie als volgt voorgesteld: $(Cu^+_{2-2\delta}\ Cu^{2+}_{\delta}\ \square_{\delta})O^{2-}$, waarbij δ de overmaat van zuurstof in atoomprocenten is en $\square$ een lege roosterplaats voorstelt. Bij voldoend lage temperaturen moet men verwachten dat deze Cu^{2+}-ionen aangetroffen zullen worden naast lege Cu^+-plaatsen, omdat de arbeid, nodig om een electron van een Cu^+-ion te verwijderen, voor Cu^+-ionen rondom een lege Cu^+-plaats kleiner is wegens de ontbrekende positieve lading (zie *fig. 1a*). Bij hogere temperaturen kan ook een electron los geraken van een der vele ionen die verder van de lege plaats verwijderd zijn. Dit electron kan dan het oorspronkelijke Cu^{2+}-ion weer tot een Cu^+-ion maken. We zeggen dan, dat het electronen-„gat" zich door thermische dissociatie

[2]) Zie bij voorbeeld: E. J. W. Verwey, Philips techn. T. **9**, 47, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de directe omgeving van de lege roosterplaats heeft verwijderd. Als deze afstand voldoende groot is geworden, dan kan het electronengat zich betrekkelijk ongehinderd door het rooster verplaatsen, aangezien de verschillende posities ver van de lege roosterplaats ongeveer met eenzelfde energie corresponderen [3]) (zie fig. 1*b*). Op die manier komt het geleidingsvermogen van het niet-stoechiometrische Cu_2O tot stand, en men ziet ook dat het geleidingsvermogen sterk zal toenemen met stijgende temperatuur.

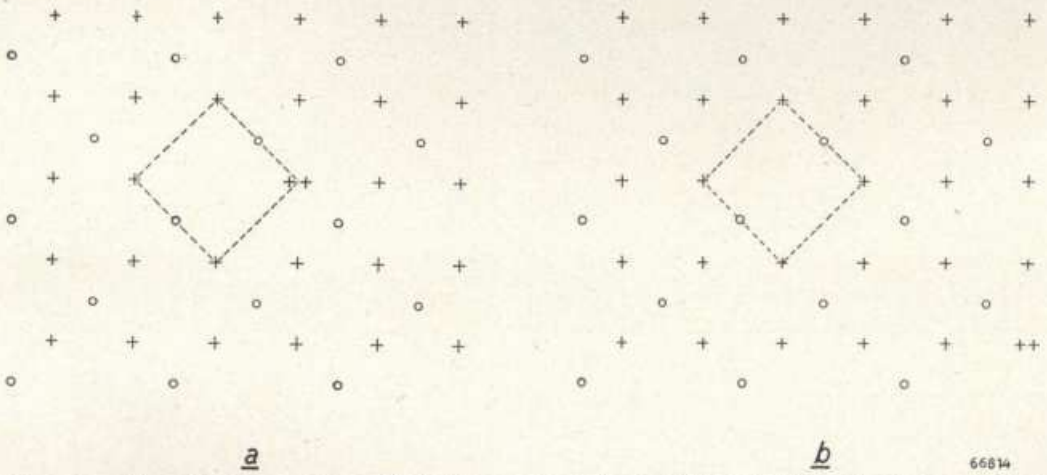


Fig. 1. Tweedimensionaal model voor een rooster M_2O dat een overmaat zuurstof bevat. Het regelmatige patroon symboliseert een rooster dat twee maal zo veel positieve ionen (aangegeven door +) als negatieve ionen (die dus een dubbele lading dragen en aangegeven zijn door ○) bevat. De lege roosterplaats (omringd door stippellijn) brengt tot uitdrukking dat hier en daar een positief ion ontbreekt. Teneinde het rooster electrisch neutraal te houden, zullen er evenveel twee maal geladen positieve ionen (++) aanwezig zijn als lege roosterplaatsen (in het geval van Cu_2O dus Cu^{2+}-ionen). Het electronengat dat met zulk een ion correspondeert zal zich bij voldoende lage temperatuur in de naaste omgeving van een lege roosterplaats bevinden (*a*). Als het electronengat zich bij hogere temperaturen eenmaal van de lege roosterplaats verwijderd heeft, kan het zich daarna vrijwel ongehinderd door het gehele rooster verplaatsen (*b*).

De practische bruikbaarheid van niet-stoechiometrische halfgeleiders is aan sterke beperkingen onderworpen. In de eerste plaats is de bereiding van een homogene, stabiele, niet-stoechiometrische halfgeleider met een reproduceerbare waarde van het geleidingsvermogen bijna onmogelijk. In de tweede plaats zijn de afwijkingen van de stoechiometrie die men kan bereiken in het algemeen klein. Dit houdt in, dat dan ook het geleidingsvermogen slechts in een beperkt gebied varieerbaar is. Een en ander houdt verband met de geringe stabiliteit van een rooster met veel roosterfouten.

We zullen nu zien, hoe men er in geslaagd is oxydische halfgeleiders te bereiden waarbij de genoemde bezwaren zijn ondervangen, terwijl het geleidingsvermogen, evenals bij het hierboven besproken geval, tot stand komt doordat zich ionen van hetzelfde element met verschillende waardigheid op kristallografisch equivalente roosterplaatsen bevinden.

[3]) J. H. de Boer en E. J. W. Verwey, Proc. Phys. Soc. **49**, extra part, 59, 1937.

De methode der geleide valentie

De nieuwe methode om halfgeleiders te maken, die aangegeven is door Verwey, Haaijman en Romeyn [4]), willen we beschrijven aan de hand van een voorbeeld. We kiezen hiervoor het geval van nikkeloxyde.

Als men NiO bereidt door $NiCO_3$ in een oxyderende atmosfeer (bijvoorbeeld lucht) op ongeveer 1200 °C te verhitten, dan krijgt men het oxyde in de vorm van een groene kristallijne massa met een hoge soortelijke weerstand (tot 10^{12} Ωcm). De weerstand is voor de practijk te hoog. Men kan verwachten dat een betere geleiding zal worden verkregen indien naast de, in de verbinding NiO tweewaardige Ni-ionen ook nog Ni^{3+}-ionen in het kristalrooster aanwezig zijn. Dit is inderdaad heel goed mogelijk: laat men $NiCO_3$ bij lage temperatuur (ca 500 °C) in lucht ontleden, dan krijgt men een nikkeloxyde met een kleine overmaat aan zuurstof, waarin dus een deel van het nikkel driewaardig is. De aanwezigheid van deze Ni^{3+}-ionen verraadt zich door een zwarte kleur van het oxyde.

Het aldus verkregen, beter geleidende nikkeloxyde is van het type van de hierboven besproken niet-stoechiometrische halfgeleiders, en het deelt dan ook hun bezwaren: het is met name practisch niet bruikbaar wegens zijn onvoldoende stabiliteit. Er is nu echter een geheel andere weg om een oxyde met Ni^{3+} naast Ni^{2+} te maken. We mengen

[4]) E. J. W. Verwey, P. W. Haaijman en F. C. Romeyn, Chem. Weekblad **44**, 705, 1948; E. J. W. Verwey, P. W. Haaijman, F. C. Romeyn en G. W. van Oosterhout, Philips Res. Rep. **5**, 173, 1950 (No. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

daartoe bij het NiO een zekere hoeveelheid lithiumoxyde Li_2O (in de practijk mengt men de twee carbonaten) en we verhitten dit mengsel weer op 1200 °C in lucht. We verkrijgen dan een zwart oxyde met een kleine soortelijke weerstand. Dit oxyde is een homogene kristallijne massa, waarvan, zoals uit chemische analyse blijkt, de samenstelling kan worden aangegeven door

$$(Li_\delta Ni^{2+}_{1-2\delta} Ni^{3+}_\delta) O^{2-},$$

en waarin dus de hoeveelheid Ni^{3+} equivalent is met de als verontreiniging toegevoegde hoeveelheid Li, zolang althans deze laatste hoeveelheid binnen bepaalde grenzen blijft. Röntgendiffractieonderzoek wijst uit dat de kristalstructuur van dit zwarte oxyde — afgezien van een finesse — dezelfde is als die van NiO; alleen zijn de afmetingen van de elementaire cel iets kleiner geworden. Uit de bovengenoemde formule volgt dat er bij de bereiding een hoeveelheid zuurstof uit de lucht moet zijn geabsorbeerd, terwijl in het rooster van het NiO een zekere hoeveelheid Li_2O wordt opgenomen, zodat het eindproduct weer een oxyde is met een minimum aan open roosterplaatsen. De reactie die plaats vindt, kunnen we als volgt beschrijven:

$$\tfrac{1}{2}\delta\, Li_2^+ O^{2-} + (1-\delta)\, Ni^{2+}O^{2-} + \tfrac{1}{4}\delta\, O_2^{2-} \rightarrow (Li_\delta^+ Ni^{2+}_{1-2\delta} Ni^{3+}_\delta) O^{2-}.$$

Voor $\delta = 0{,}1$ is de soortelijke weerstand ongeveer 1 Ωcm, hij is dus een factor 10^{12} lager dan de soortelijke weerstand van zuiver NiO (zie *fig. 2*).

De hier met gebruik van lithium toegepaste kunstgreep heeft een zeer algemene betekenis. Dit wordt plausibel door de volgende beschouwing.

Als we de valentieverandering van sommige Ni-ionen teweeg zouden willen brengen door een overmaat zuurstof, dan zouden hierdoor tegelijkertijd enkele onbezette Ni-plaatsen in het rooster moeten ontstaan. Zouden we ons alleen tot doel stellen Li_2O in het NiO-rooster in te bouwen, dan zou dit gepaard moeten gaan met het ontstaan van open O-plaatsen (of eventueel met interstitiële Li-ionen). In werkelijkheid treedt in ons geval geen van beide processen afzonderlijk op doch heeft alleen een proces plaats dat als combinatie ervan beschouwd kan worden. Er ontstaat dan juist de bovenvermelde reactie, waarbij geen open roosterplaatsen resulteren.

Dit leidt tot de conclusie dat we de klaarblijkelijk bestaande voorkeur voor een situatie zonder open roosterplaatsen kunnen gebruiken om gewenste valentieveranderingen teweeg te brengen, namelijk door toevoeging van geschikte verontreinigingen. Deze methode is door de in noot [4]) aangehaalde auteurs de methode der geleide valentie genoemd.

Opdat de methode kan slagen, moet er aan bepaalde voorwaarden zijn voldaan. Voor ons geval van door Li verontreinigd NiO kunnen we die als volgt formuleren. Ten eerste moet Li een vastere waardigheid hebben dan Ni. Ten tweede zal de

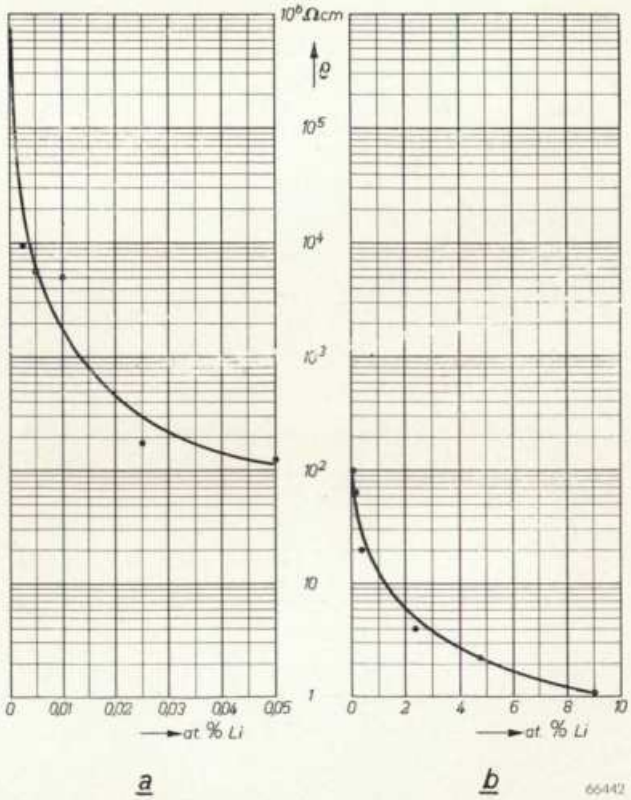


Fig. 2. Soortelijke weerstand ϱ van $(Li_\delta Ni_{1-\delta})$ O als functie van het Li-gehalte. De atoomprocenten van Li variëren tussen *a*) 0 en 0,05%, *b*) 0,05 en 9%.

ionstraal van Li^+ niet veel mogen verschillen van de straal van Ni^{2+}, om inbouw van Li^+-ionen in het NiO-rooster mogelijk te maken. Aan de twee genoemde voorwaarden is voldaan. De energie die nodig is om van een Li^+-ion een electron los te maken, dus om dit Li^+-ion over te voeren in een Li^{2+}-ion, bedraagt 75,3 electronvolt. Dit bedrag is aanmerkelijk groter dan de energie die nodig is om van een tweewaardig Ni-ion een driewaardig ion te maken, zijnde 35 V. Wat de stralen van de twee ionen Li^+ en Ni^{2+} betreft, deze bedragen beide 0,78 Å.

De hier gegeven beschrijvingswijze rust ten slotte nog op de veronderstelling dat een electronentekort in NiO leidt tot de vorming van driewaardige Ni-ionen, en niet tot de vorming van éénwaardige O-ionen. Een nadere theoretische beschouwing leert dat deze veronderstelling gerechtvaardigd is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De practijk heeft reeds geleerd dat de methode der geleide valentie op een groot aantal verbindingen kan worden toegepast, als men maar de geschikte verontreiniging kiest. Hierdoor kan het geleidingsvermogen van die verbindingen binnen bepaalde, wijde, grenzen willekeurig worden geregeld. Meestal zijn de maximaal oplosbare hoeveelheden verontreiniging wel kleiner dan in het geval van NiO, waarbij tot ongeveer 30 % van de plaatsen der metaalionen door Li^+-ionen kunnen worden bezet. In al deze verbindingen wordt er een aantal kationen van het oorspronkelijke rooster vervangen door vreemde ionen van afwijkende lading, die dan bij een equivalent aantal kationen van de uitgangstof een valentieverandering teweeg brengen, zodat de electrische neutraliteit van het gehele kristal gehandhaafd blijft. Het vreemde ion kan ook een roosterplaats innemen die kristallografisch niet identiek is met de plaatsen waarop zich de ionen met veranderlijke valentie bevinden. Dit wordt geïllustreerd door het voorbeeld:

$$(Sr_{1-\delta}\,La_{\delta})\,(Ti^{4+}_{1-\delta}\,Ti^{3+}_{\delta})\,O_3.$$

We zullen hieronder bij de bespreking van de fosforen een voorbeeld behandelen waarbij de valentieverandering van de kationen teweeg gebracht wordt door vervanging van een gedeelte van de anionen door vreemde anionen met afwijkende lading.

Van de op basis van geleide valentie bereide halfgeleiders heeft een enkele reeds, als weerstand met negatieve temperatuurcoëfficient, in de practijk toepassing gevonden.

Zinksulfide-fosforen

We stappen nu van het gebied der halfgeleiders over naar dat van de zinksulfide-fosforen.

Laten we even heel globaal memoreren wat tot voor kort bekend was over de aard der fluorescerende centra, waar, naar men aanneemt, de fluorescentiestraling zijn oorsprong vindt.

Zuiver stoechiometrisch ZnS vertoont geen zichtbare fluorescentie, wanneer het bestraald wordt (aangeslagen wordt) met ultraviolette straling of met electronen. De aanslagenergie wordt dan òf door een of ander dissipatieproces in de vorm van warmte aan het kristalrooster afgegeven òf er treedt straling in het ultraviolet op. De invoering van verontreinigingen in het ZnS-rooster maakt het mogelijk dat het ZnS-kristal na aanslag een groot deel van de aanslagenergie in de vorm van licht uitzendt. De verontreinigingen noemt men daarom ook wel activatoren [5]). Zij kunnen bij voorbeeld bestaan uit Ag, Cu, Au of Zn. Door Zn een onzuiverheid in een ZnS-rooster te noemen, hebben we het begrip van de verontreiniging zeer algemeen opgevat. Met door Zn „verontreinigd" of door Zn geactiveerd ZnS bedoelen we ZnS met een overmaat aan Zn.

Wat de vorm van opneming van de activatoren betreft, nam men vrij algemeen aan dat zij in atomaire vorm in het rooster worden opgenomen. Ze zouden daar tussen-roosterplaatsen innemen of, volgens andere onderzoekers, door afsplitsen van een electron, als ion een normale kationplaats innemen. In het laatste geval werd dan aangenomen dat een equivalent aantal lege anionplaatsen gevormd wordt, die juist door de afgesplitste electronen bezet kunnen worden.

We zullen nu laten zien hoe nieuwe onderzoekingen aanleiding hebben gegeven tot herziening van deze denkbeelden.

ZnS-fosforen worden gemaakt door verhitting van geprecipiteerd ZnS in een geschikte atmosfeer, bij voorbeeld van H_2S. Teneinde de kristallisatie te bevorderen, wordt er een zogenaamd smeltzout toegevoegd, dat later door uitwassen wordt verwijderd. Voorts worden dan nog, al naar de kleur van de fluorescentie die men wenst, zeer kleine hoeveelheden van de boven reeds genoemde elementen Ag, Cu, Au toegevoegd, die als activatoren werken. Heeft men te maken met een product dat een overmaat Zn bevat, dan spreekt men ook wel van zelfgeactiveerd ZnS. Het is nu gebleken dat sporen van Cl, Br of J een essentiële rol vervullen bij de vorming van fluorescentie-centra. Men krijgt namelijk alleen dan een fluorescerende stof als het smeltzout een van deze halogenen bevat, of als de atmosfeer HCl of HBr bevat [6]).

Zo vertoont bij voorbeeld zuiver ZnS dat in een atmosfeer van H_2S en HCl is verhit blauwe fluorescentie, met een intensiteit die stijgt met het gehalte aan HCl van de atmosfeer (zie *fig. 3*). Hieruit blijkt dus dat Cl heel nauw bij de vorming van de centra betrokken is. Het ligt voor de hand om te veronderstellen dat een aantal S^{2-}-ionen door Cl-ionen wordt vervangen, waardoor tegelijkertijd een equivalent aantal Zn^{2+}-ionen in de eenwaardige toestand overgaat. Men kan nu inderdaad aantonen, dat het aantal centra dat in het ongeactiveerde ZnS is geïntroduceerd ongeveer equivalent is met de hoeveelheid Cl, die in het rooster is opgenomen.

[5]) Zie bij voorbeeld: F. A. Kröger en W. de Groot, Philips techn. T. **12**, 6, 1950 (No. 1).

[6]) F. A. Kröger en J. E. Hellingman, J. Electrochem. Soc. **93**, 157, 1948. Zie ook de precisering in noot [7]).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De concentratie van de centra kan men bepalen uit het verschijnsel van de „verzadiging" van de fluorescentie. Dit verschijnsel behelst dat bij grote stroomdichtheid van de exciterende electronenbundel (men gebruikt hier een electronenstroom voor excitatie, omdat het moeilijk is een voldoende intensieve ultraviolette straling te verkrijgen) de intensiteit van de fluorescentie niet meer lineair met de electronenstroom gaat toenemen, maar een constante waarde nadert. Deze verzadigingsintensiteit is evenredig met de concentratie der centra.

Op analoge manier moet men ook voor de met Ag, Cu of Au geactiveerde fosforen aannemen dat de activator hier in de vorm van zijn halogenide wordt opgenomen, en niet, zoals men vroeger dacht, in atomaire vorm. Aangezien de kleur van de fluorescentie uitsluitend afhangt van de gebruikte activator, en in het geheel niet van het halogeen

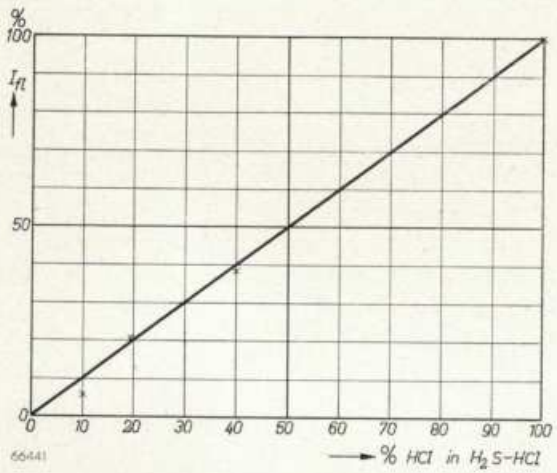


Fig. 3. Intensiteit van de blauwe fluorescentie van ZnS.ZnCl als functie van de samenstelling van de bij de bereiding aanwezige atmosfeer. De krommen hebben betrekking op fluorescentie na aanslag met straling van een golflengte van 2537 Å bij —180 °C.

dat we bij de bereiding hebben gebruikt, ligt het voor de hand om aan te nemen dat de halogeenionen niet in de fluorescentie-centra aanwezig zijn, doch dat analoog aan de bij de halfgeleiders beschreven situatie de halogeenionen uitsluitend dienen om het kristal electrisch neutraal te houden (ladingscompensatie) en om vorming van open roosterplaatsen te voorkomen. Dit kan ook zo worden uitgedrukt dat we in dit geval met gewone mengkristalvorming ZnS-AgCl te maken hebben.

Dat deze veronderstelling juist is, blijkt ten slotte uit het volgende.

Het is ook mogelijk fluorescerende zinksulfiden te bereiden waarbij de ladingscompenserende taak door een trivalent kation wordt overgenomen. De vervanging van een S^{2-}- door een Cl^--ion doet immers dezelfde diensten bij het neutraliseren van de door de activator ingevoerde lading ($Zn^{2+} \rightarrow$ bij voorbeeld Ag^+) als de vervanging van een Zn^{2+}-ion door een driewaardig kation [7]). Zo vertoont bij voorbeeld ZnS dat als verontreiniging uitsluitend Al of Ga bevat, blauwe fluorescentie in een frequentieband die volkomen identiek is met de band waarin de frequenties van het fluorescentielicht van zelfgeactiveerd ZnS liggen. Evenzo vertonen producten die Ag, Cu of Au samen met Al, Y, Yb, La of Gd bevatten fluorescentie in het blauw, groen of geelgroen, die al weer volkomen gelijk is aan de fluorescentie die de overeenkomstige fosforen vertonen welke met halogeenionen in plaats van met trivalente kationen zijn bereid [8]).

We zien dus, dat de fluorescentie uitsluitend afhangt van de gebruikte activator en in het geheel niet daarvan of er halogeenionen of driewaardige kationen bij de bereiding zijn gebruikt. Evenmin doet het er toe welk speciaal halogeenion of driewaardig kation men heeft gekozen.

Dit geldt met een zekere restrictie. Sommige driewaardige kationen, zoals Ga, In, Sc, Pr of Ce, zijn namelijk in staat zelf als activator te fungeren. Hierdoor treden er in de met deze elementen bereide fosforen naast de fluorescentiebanden die we toeschrijven aan de eigenlijke activator nieuwe banden op. Op deze complicatie gaan we echter niet verder in [8]).

Uit het bovenstaande moeten we concluderen, dat de halogeenionen of driewaardige kationen aan het eigenlijke fluorescentieproces geen deel hebben en dus niet tot de centra gerekend moeten worden. De centra voor de fluorescentie bestaan dus blijkbaar uit een éénwaardig activatorion met zijn omgeving van zwavelionen.

Uitgebreide experimenten, welker beschrijving en discussie ons hier te ver zou voeren, hebben aannemelijk gemaakt, dat de werking van het activatorion hoofdzakelijk daarin bestaat dat het door zijn afwijkende (kleinere) lading de ionisatie-energie van een naburig S^{2-}-ion verlaagt. Voor een vollediger begrip moet men echter behalve met de electrostatische krachten ook rekening houden met polarisatie-effecten, afstotende krachten en Van der Waals-attractiekrachten. Deze finesses zijn in feite verantwoordelijk voor de verschillen in fluorescentie die we vinden als we ZnS met verschillende stoffen activeren.

---

[7]) Men mag de mogelijkheid niet uitsluiten dat er zeer kleine hoeveelheden activator in het rooster worden opgenomen zonder de aanwezigheid van Cl, Br of J of driewaardige kationen. De concentratie van de activator die men in het kristal kan brengen als bij de bereiding wèl een van deze ionen is gebruikt, zijn echter zo veel groter, dat we dit feit in ons betoog zonder enig bezwaar kunnen negeren.

[8]) F. A. Kröger en J. Dikhof, Physica **16**, 297, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Deze nieuwe inzichten vormen niet alleen een belangrijke bijdrage tot de theorie van de fluorescentie, doch tevens scheppen zij de mogelijkheid voor de bereiding, met behulp van driewaardige kationen, van geheel nieuwe fosforen, die op basis van inbouw van Cl^- niet mogelijk zijn.

Samenvatting. Na een korte uiteenzetting over de halfgeleidende elementen silicium en germanium en over niet-stoechiometrische oxydische halfgeleiders wordt aan de hand van het voorbeeld van nikkeloxyde de „methode der geleide valentie" beschreven. Deze bestaat daarin dat men gewenste valentieveranderingen teweeg brengt door toevoeging van geschikte verontreinigingen. Er bestaat grote overeenkomst in geleidingsmechanisme tussen niet-stoechiometrische halfgeleiders en op basis van geleide valentie bereide halfgeleiders. De laatste groep bezit echter ten opzichte van de eerste grote voordelen, die ten slotte terug te brengen zijn op de geringe thermische stabiliteit van niet-stoechiometrische verbindingen. Deze geringe stabiliteit vindt zijn oorsprong in het feit dat in niet-stoechiometrische verbindingen steeds lege roosterplaatsen aanwezig zijn.

Voor zinksulfide-fosforen gelden enigszins analoge beschouwingen. Nadat men het belang van halogeenionen bij de vorming van deze stoffen had ingezien, kon men zich een nieuw en beter beeld van de fluorescerende centra vormen: de centra worden gevormd door een activatorion omgeven door zwavelionen. De juistheid van de ontwikkelde denkbeelden vindt een bevestiging in de mogelijkheid de rol van de halogeenionen te laten overnemen door driewaardige kationen. Dit laatste opent ten slotte de weg voor het maken van geheel nieuwe fosforen.

HET MAKEN VAN RÖNTGENBUNDELS MET ZEER GERINGE DIVERGENTIE EN GROTE INTENSITEIT

door J. A. LELY en T. W. van RIJSSEL. 537.531:535.312:539.26:621.386

Als röntgenstraling nagenoeg scherend op een gepolijst oppervlak valt, kan totale reflectie optreden. Van dit principe heeft men gebruik gemaakt om een „röntgenlens" en zelfs een röntgenmicroscoop te construeren. Het stelt ons ook in staat, ten behoeve van röntgendiffractie-onderzoek van eiwitten en soortgelijke stoffen, een eenvoudig collimatiesysteem te maken, dat een röntgenstralenbundel met zeer kleine divergentie met relatief grote intensiteit en zeer weinig verstrooide straling levert.

Röntgendiffractie

Het onderzoek van kristallijne stoffen met behulp van röntgendiffractie is een onmisbaar hulpmiddel voor de identificatie of chemische analyse van zulke stoffen en voor het onderzoek van kristalstructuur, textuur en vele andere eigenschappen. In dit tijdschrift zijn verscheidene artikelen over dit onderwerp verschenen [1]), zodat wij hier op de theorie van het diffractie-onderzoek niet zullen ingaan. Wel memoreren wij even de bekende „reflectie"-voorwaarde van Bragg, welke luidt:

$$2\,d \sin \Theta = n\lambda\,. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin is d de onderlinge afstand tussen een stel evenwijdige netvlakken in een kristal, Θ de hoek die de invallende straal met deze netvlakken maakt, λ de golflengte van de stralen en n een geheel getal, dat de orde der reflectie aangeeft. Alleen voor die hoeken Θ welke aan de formule voldoen, zal reflectie optreden; een straal die onder een andere hoek op de netvlakken valt, wordt niet gereflecteerd. Opgemerkt zij hier, dat wij in dit verband steeds gebruik maken van de hoek tussen de invallende straal en het reflecterend netvlak, en niet van de hoek tussen straalrichting en normaal op het reflecterende vlak, zoals men in de optica gewoon is te doen. De afbuigingshoek der röntgenstralen is bij reflectie dus gelijk aan 2Θ.

Bij gebruik van de door een koperen antikathode uitgezonden CuKα-straling met de golflengte 1,54 Å (koper is een vaak toegepast materiaal voor röntgendiffractiewerk; ook bijv. molybdeen en wolfraam worden gebruikt, men verkrijgt dan kortgolviger straling) en bij netvlakafstanden van de orde van enkele Å, zoals die bij normale kristallen voorkomen, vindt men voor de afbuigingshoeken van de gereflecteerde straling waarden tussen ongeveer 10° en 180°. Vooral de afbuigingshoeken tussen 10° en 80° zijn van belang.

Divergentie van de röntgenstralenbundel

Als we afzien van speciale, focusserende, opneemmethoden, is in het algemeen, om voldoende nauw-

[1]) Zie bijv. W. G. Burgers, Röntgen- en electronenstralen als hulpmiddel bij het chemisch en metallografisch onderzoek, Philips techn. T. **5**, 161-170, 1940; W. Parrish en E. Cisney, Een verbeterde camera voor röntgendiffractieopnamen, Philips techn. T. **10**, 203-214, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

keurig gedefinieerde afbuigingshoeken te krijgen, een nauwe röntgenbundel vereist. Deze verkrijgt men bijv. door de van het focus van de röntgenbuis uitgaande röntgenstralen door twee, op enige afstand van elkander opgestelde diafragma's te begrenzen. Hoe nauwer men de diafragma's neemt, des te geringer wordt de divergentie van de röntgenbundel maar ook des te kleiner wordt de intensiteit. Bij het Debije-Scherrer-onderzoek, waarbij de afbuiging der röntgenstralen aan een fijn verdeeld kristallijn poeder wordt onderzocht (alle soorten netvlakken der afzonderlijke kristalletjes komen dan gedeeltelijk in de reflectiestand voor) zijn de reflecties vrij zwak. Wenst men in dit geval een nauwkeurige definitie der afbuigingshoeken, dan moet men genoegen nemen met lange belichtingstijden (van enkele uren) om alle reflecties te kunnen registreren. Deze registratie geschiedt meestal op een fotografische plaat of film; soms gebruikt men wel een Geiger-Müller-teller, speciaal als men slechts enkele van de vele diffractielijnen wenst te bestuderen.

Verstrooide röntgenstraling

Behalve de door de diafragma's begrensde en door de kristalnetvlakken gereflecteerde röntgenstraling, valt ook nog verstrooide röntgenstraling op de fotografische plaat of film.

Deze verstrooiing wordt veroorzaakt door de randen van de diafragma's en door de luchtmoleculen. Door geschikte maatregelen (ronde diafragmaranden, opsluiten van de primaire röntgenbundel voor en achter het preparaat in een nauwe koker) kan men deze verstrooide straling grotendeels onderdrukken. Met geperfectionneerde camera's (zoals er bijv. een in het tweede artikel van noot [1]) is beschreven) kan men nog bij afbuigingshoeken van ca 3° werken. Bij gebruik van Cu Kα-straling corresponderen deze afbuigingshoeken met netvlakafstanden van ongeveer 15 Å. Voor nog kleinere afbuigingshoeken treedt een hinderlijke achtergrond van verstrooide straling op.

Deze verstrooide straling veroorzaakt moeilijkheden wanneer men „kristallijne" stoffen wenst te bestuderen die zeer grote netvlakafstanden bezitten, tot enkele honderden Å toe, zoals bijv. eiwitten en andere organische stoffen. De afbuigingshoeken van de gereflecteerde straling worden dan zeer klein (minder dan een graad) en de intensiteit der gereflecteerde straling is bij deze organische stoffen zeer gering, zo gering dat het met een normale camera onmogelijk is deze reflecties nog waar te nemen. Een dergelijke moeilijkheid treedt ook op, wanneer wij de buiging van röntgenstralen door een poeder als zodanig willen bestuderen (bijv. om de verdeling der korrelgrootten in het poeder te leren kennen). Dit poeder behoeft niet kristallijn te zijn: de korrels zelf vormen een min of meer periodieke structuur, de onderlinge interferentie van de aan een reeks afzonderlijke korrels verstrooide röntgenstralen veroorzaakt een min of meer continu buigingsbeeld rondom de rechtdoorgaande primaire bundel. De intensiteit van dit buigingsbeeld neemt met toenemende afbuigingshoek snel af; het buigingsbeeld is daardoor voornamelijk van belang bij afbuigingshoeken kleiner dan 1°. Ook dit, zeer zwakke, beeld kan alleen maar dan worden waargenomen, als de door de diafragmaranden en luchtmoleculen verstrooide straling zo veel mogelijk is onderdrukt.

Er zijn speciale maatregelen vereist om dit „röntgenonderzoek bij zeer kleine afbuigingshoeken" te kunnen verrichten. Deze maatregelen dienen er op gericht te zijn, dat de intensiteit der verstrooide straling bij die kleine afbuigingshoeken zeer gering is en de intensiteit van de primaire bundel groot. Er zij hier opgemerkt, dat de luchtverstrooiing in dit geval onbelangrijk is. Door de luchtmoleculen wordt de röntgenstraling bij voorkeur onder grote hoeken met de richting van de primaire bundel verstrooid. Het holle loden schermpje waarmede de primaire bundel bij dit onderzoek onderdrukt wordt, opdat deze geen zwarting op de film veroorzaakt, plaatsen wij enige centimeters vóór de film, dan zal de door de luchtmoleculen verstrooide straling slechts in het gebied der grotere afbuigingshoeken de film treffen. Tevens is de ruimtehoek waaruit de verstrooide straling afkomstig is, dan zeer klein (*fig. 1*). De verstrooiing aan de randen der diafragma's is dus in ons geval de belangrijkste factor.

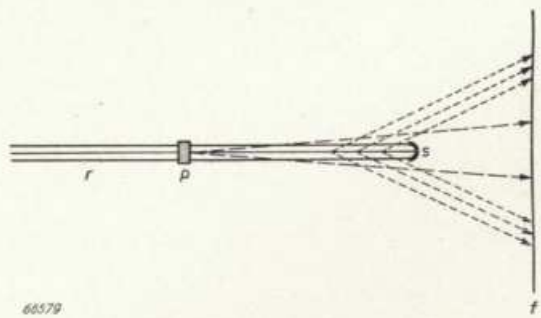


Fig. 1. De verstrooiing der röntgenstralen door de luchtmoleculen (zie stippellijnen) geschiedt voornamelijk onder grote hoeken. Door het loden schermpje *s*, dat de primaire bundel *r* onderschept, enige cm's vóór de film *f* te plaatsen, wordt bereikt, dat in het gebied der kleine afbuigingshoeken nagenoeg geen door de lucht verstrooide straling aanwezig is, terwijl de ruimtehoek waaruit die verstrooide straling dan nog komt ook klein is. *p* stelt het preparaat voor, de hierdoor afgebogen stralen zijn als streeplijnen aangegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Verschillende collimatorsystemen

Om deze zo klein mogelijk te maken, zijn verschillende systemen ontwikkeld. Zo kan men met behulp van een derde spleet in het reeds genoemde spletensysteem, trachten de verstrooide straling te onderdrukken, zie *fig. 2*. Een dergelijk systeem vereist

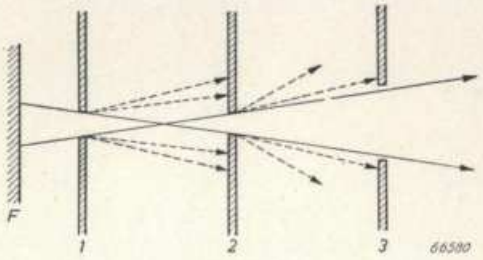


Fig. 2. Uitgebreide spleetcollimator. Door de spleten *1* en *2* wordt van de door het focus *F* uitgezonden straling slechts een nauwe bundel doorgelaten. Door de randen der spleten wordt verstrooiing veroorzaakt. Daarom wordt een derde spleet, *3*, aangebracht, die in het algemeen op dezelfde afstand van de tweede spleet staat als deze van de eerste, en die zo wijd is, dat de bundel juist niet de randen raakt. De door spleet *2* verstrooide straling wordt door de derde spleet tegengehouden. De breedte van de spleten *1* en *2* is gewoonlijk 100 tot 200 μ. de afstanden der spleten zijn van de orde van 10 à 20 cm.

een zeer nauwkeurige justering, want de spleten zijn nauw en hun afstanden groot en de derde spleet mag de primaire bundel juist niet meer raken. Doordat het systeem, als gevolg van de aanwezigheid van de derde spleet, langer wordt, is de intensiteit ter plaatse van het preparaat bovendien nog aanzienlijk kleiner dan in het geval van twee spleten.

Een collimator berustend op een geheel ander principe is de vlakke kristalmonochromator, die in *fig. 3* is toegelicht. Zoals de naam al zegt, levert deze collimator een monochromatische bundel. Dit is een voordeel, daar de röntgenbuis straling van verschillende golflengten levert. Zo wordt door een koperen antikathode behalve CuKα-straling ook CuKβ-, CuKγ-straling enz. uitgezonden.

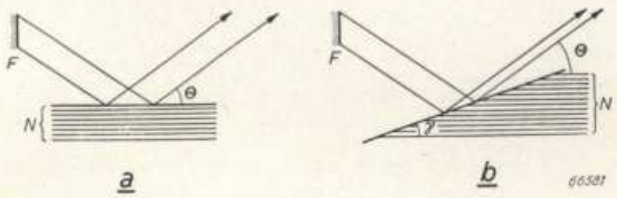


Fig. 3. Vlakke kristalmonochromator. *a*) De stralen die van het focus *F* op het kristal vallen, worden gereflecteerd als hun invalshoek Θ met de netvlakken *N* voldoet aan de voorwaarde van Bragg. Alle gereflecteerde stralen zijn (theoretisch) evenwijdig; de breedte van de bundel wordt bepaald door de breedte van het focus. *b*) Vaak slijpt men het kristal zo dat de netvlakken een hoek γ met het oppervlak maken die heel weinig kleiner is dan Θ; dan wordt de gereflecteerde bundel zeer nauw, en verkrijgt men een grotere „helderheid". De indringdiepte der röntgenstralen in het kristal is nl. maar zeer klein, van de orde van enkele netvlakafstanden. Deze afstanden zijn zeer overdreven aangegeven.

Bovendien treedt nog, voornamelijk bij kleinere golflengten, continue straling op.

Alleen met monochromatische straling nu kunnen scherpe diffractielijnen worden verkregen. Bij het spletensysteem, zowel voor kleine als voor normale afbuigingshoeken, moet dan ook steeds een filter in de primaire bundel worden geplaatst, om deze te monochromatiseren (dwz. om de Kβ-straling enz. tegen te houden, de continue straling kan op deze wijze niet worden onderdrukt). Zo'n filter geeft natuurlijk extra intensiteitsverlies. Bij de kristalmonochromator heeft men geen filter nodig. Bovendien wordt bij de kristalmonochromator een groter gedeelte van de van het focus komende bundel gebruikt. De kristalmonochromator geeft echter vergeleken met het spletensysteem, toch niet een zeer veel grotere intensiteit, daar bij de reflectie aan het kristal ongeveer 80% van de intensiteit verloren gaat.

Door het kristal hol te slijpen en daarna te buigen (gebogen kristalmonochromator) kan men een nog groter gedeelte van de van het focus komende bundel effectief maken. Zowel de vlakke als de gebogen kristalmonochromator zijn niet meer bruikbaar voor afbuigingshoeken kleiner dan ca 10′; dit wordt veroorzaakt door de onvolkomenheden van het kristal (mozaiekstructuur).

Collimatie met behulp van totale reflectie

In het Philips-laboratorium te Eindhoven is nu een collimator ontwikkeld, welke ons in staat stelt op zeer eenvoudige wijze een röntgenbundel met een divergentie van ca 5′ te maken. Deze collimator levert een intensiteit die ongeveer 3 maal groter is dan met een spletensysteem voor dezelfde divergentie bereikbaar is. Hij geeft weinig verstrooide straling, laat een gedeeltelijk gemonochromatiseerde bundel door en is zeer robuust van constructie. De collimator berust op het principe van de totale reflectie van röntgenstralen.

Van alle vaste stoffen is de brekingsindex voor röntgenstralen kleiner dan 1 (in tegenstelling tot die voor lichtstralen). Het gevolg hiervan is dat röntgenstralen bij overgang van lucht naar bijv. glas totaal gereflecteerd zullen kunnen worden, mits hun invalshoek maar kleiner is dan een bepaalde grenshoek η. Zoals wij straks zullen zien, wijken de brekingsindices voor röntgenstralen van de verschillende stoffen slechts zeer weinig af van 1, en dit betekent, dat η zeer klein is, dus dat slechts stralen die nagenoeg scherend invallen gereflecteerd worden; alle andere worden nagenoeg volledig geabsorbeerd (we zien hier af van eventuele Bragg-reflecties).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Beschouwen wij nu nogmaals het eenvoudige systeem bestaande uit twee spleten (*fig. 4a*). Van de straling die uitgaat van het punt A van de antikathode van de röntgenbuis worden slechts die stralen nuttig gebruikt die in de kegel met grensstralen p en q liggen. Stralen zoals p' en q', die wel de eerste spleet kunnen passeren, bereiken de tweede spleet niet, zij gaan verloren. Dit is de oorzaak waardoor de intensiteit van de door het spletensysteem doorgelaten bundel zo klein is. De effectieve openingshoek wordt bepaald door de breedte en de afstand tot het focus van de uitgangspleet.

De stralen p' en q' kunnen wij wèl mee laten doen, door de twee spleten te vervangen door twee gepolijste glazen platen (fig. 4*b*), waartegen deze stralen totaal gereflecteerd worden. (Wij spreken hier over tweezijdig begrensde bundels, niet over alzijdig begrensde bundels; in het laatste geval zouden in plaats van spleten, ronde diafragma's, en in plaats van platen, een cylindrisch buisje moeten worden gebruikt.) Een dergelijke collimator is door Nähring beschreven [2]). Nu wordt dus de

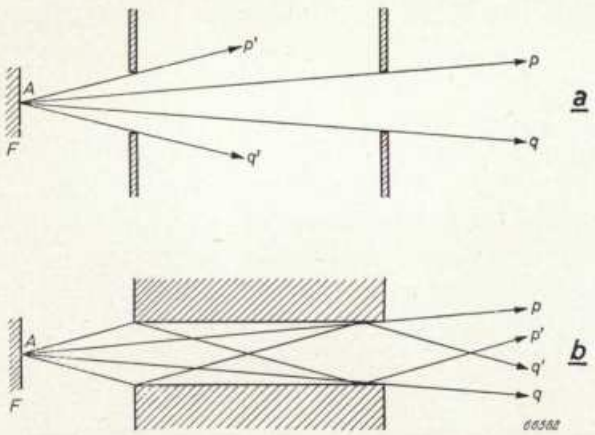


Fig. 4. *a*) Door een spletensysteem wordt slechts een gedeelte van de invallende stralen effectief gebruikt; alleen die stralen, welke liggen in de ruimtehoeken gevormd door de punten van het focus en de opening van de laatste spleet worden doorgelaten. *b*) Bestaat de collimator uit twee totaal reflecterende platen, dan worden, als wij ons tot het vlak van tekening beperken, alle stralen welke liggen in de hoek gevormd door een punt van het focus en de eerste opening van de collimator nuttig gebruikt. (We nemen hier aan, dat in de getekende situatie totale reflectie mogelijk is.)

volledige in de collimator tredende bundel uit het punt A door de collimator doorgelaten. Vergeleken met een spleetsysteem met dezelfde divergentie, geeft de „totale-reflectiecollimator" dus een intensievere bundel. Hij heeft nog een ander voordeel: de verstrooiing van de stralen aan de randen der spleten is hier geheel vermeden; immers de stralen worden aan de platen gereflecteerd, er is dus geen absorptie en daardoor geen verstrooiing, ook niet aan de randen van het einde van de collimator.

Er bestaan twee beperkingen voor de kwaliteit van deze collimator. De eerste is, dat de openingshoek van de inkomende stralen niet willekeurig groot kan worden gemaakt. Slechts die stralen uit A die onder een hoek kleiner dan de grenshoek de spiegelende wand treffen, worden doorgelaten. De tweede beperking is, dat de divergentie van de uittredende bundel niet zeer klein is te maken. Deze divergentie zal 2η bedragen, zo de collimator maar lang genoeg is (minstens even lang als een spleetcollimator met dezelfde divergentie). Maken we de collimator nog langer, dan heeft dit op de divergentie van de uittredende bundel geen invloed meer. Zulks is wel het geval bij een spleetcollimator. De grenshoeken van de voor de collimator geschikte materialen nu zijn van de orde van 10′ tot 15′, dwz. dat met de totale reflectiecollimator dus geen bundels te verkrijgen zijn met kleinere divergentie dan 20′ tot 30′! Voor onderzoek waarvoor deze divergentie voldoende klein is, heeft deze collimator de genoemde voordelen boven het spleetsysteem, al of niet uitgebreid met een derde spleet. Voor het onderzoek van eiwitten e.d. is echter een nog kleinere divergentie (van enkele boogminuten) vereist en kan de collimator dus geen dienst doen.

Door een kleine wijziging van de constructie kunnen we, het voordeel van de grote intensiteit en de geringe verstrooiing behoudend, de uittredende bundel een veel kleinere divergentie geven. Dit bereiken we door de gepolijste platen niet evenwijdig, doch enigszins hellend ten opzichte van elkaar op te stellen (*fig. 5*). De collimator krijgt dus de vorm van een wig, de stralen vallen door de nauwe opening in, en verlaten de collimator door de wijde opening. De hoek die de beide platen met het symmetrievlak maken zij β. Een straal die onder een hoek α met dit vlak invalt, en de wand treft, wordt teruggekaatst onder een hoek $\alpha - 2\beta$ met dit vlak (we beschouwen alleen de absolute waarde van de hoek). Na n reflecties maakt de straal met het symmetrievlak de hoek

$$\alpha_n = \alpha - 2n\beta \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

De straal zal dus steeds meer in de richting van het symmetrievlak gaan lopen. Dit geldt voor elke straal, dus de divergentie van de uittredende bundel zal kleiner zijn dan in het geval der evenwijdige platen. Op deze manier kan voor de uit-

[2]) E. Nähring, Phys. Z. **31**, 401-418, 1930, in het bijzonder blz. 405.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tredende bundel een divergentie van ca 5′ worden bereikt, zonder dat iets van de intensiteit verloren gaat.

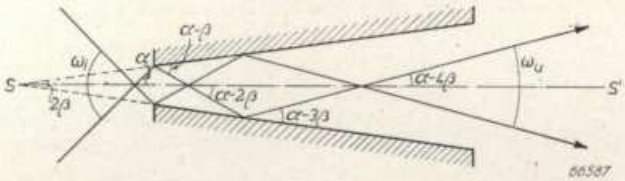


Fig. 5. De wigcollimator. Beide spiegelende oppervlakken maken een hoek β met het symmetrievlak ss'. Een straal die onder een hoek α met dit vlak invalt (en de wand treft) zal gereflecteerd worden, indien $\alpha < \eta + \beta$, waarin η de grenshoek van het materiaal voorstelt, en zal geabsorbeerd worden indien $\alpha > \eta + \beta$. Na n maal gereflecteerd te zijn, maakt een straal die onder een hoek α met het symmetrievlak was ingevalllen, nog slechts de hoek $\alpha - 2n\beta$ met dit vlak. Door een juiste keuze van de dimensies van de wig (n!) en de hellingshoek β zullen de stralen, die in de openingshoek $\omega_i = 2(\eta + \beta)$ invallen met een veel kleinere openingshoek ω_u de wig verlaten. Getekend zijn twee stralen die juist onder de grootst mogelijke hoek invallen ($\alpha - \beta = \eta$). De hoeken zijn in deze figuur sterk overdreven getekend.

Alvorens de stralengang nader te beschouwen, gaan we kort in op het verschijnsel van de totale reflectie van röntgenstralen.

Totale reflectie van röntgenstralen

De voorwaarde voor het optreden van totale reflectie is:

$$\sin i_1 > n_2/n_1, \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

waarin i_1 de hoek is die de invallende straal maakt met de normaal op het grensvlak der twee media; n_1 en n_2 zijn de brekingsindices der media ($n_1 > n_2$), de straalrichting is van medium *1* naar medium *2*. Voeren we weer de hoek met het oppervlak zelf in, $\varphi = 90° - i_1$, dan wordt de voorwaarde voor röntgenstralen die van lucht naar een stof met brekingsindex $1 - \delta$ lopen:

$$\cos \varphi > 1 - \delta. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Er bestaat dus een grenshoek η, de grootste hoek waarbij nog totale reflectie optreedt. η is gegeven door:

$$\cos \eta = 1 - \delta,$$

of, daar $\delta \ll 1$, in zeer goede benadering door:

$$\eta = \sqrt{2\delta}. \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Daar $\sqrt{2\delta}$ zeer klein is, nl. kleiner dan $1{,}5 \times 10^{-2}$ voor alle vaste stoffen, zal totale reflectie van röntgenstralen slechts bij scherende inval optreden ($\varphi < 50'$).

Na het bovenstaande betoog zou men verwachten, dat de reflectiecoëfficient R voor stralen die onder een hoek kleiner dan de grenshoek invallen gelijk aan 1 zou zijn, en voor stralen die onder een grotere hoek dan η invallen, gelijk aan nul.

In werkelijkheid verloopt de reflectiecoëfficient geleidelijker, zoals in *fig. 6* is aangegeven. Voor invalshoeken iets kleiner dan de grenshoek is R nog niet gelijk aan 1, terwijl voor hoeken groter dan η ook nog, zij het in geringere mate, reflectie optreedt. Dit hangt samen met de absorberende eigenschappen van het materiaal. Hoe kleiner de absorptiecoëfficient, des te steiler lopen de krommen en des te kleiner is de grenshoek.

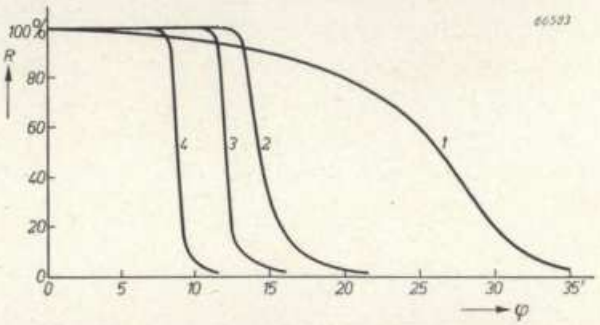


Fig. 6. Reflectiekrommen voor verschillende materialen. Uitgezet is de reflectiecoëfficient R tegen de invalshoek φ (in boogminuten). Hoe lichter het materiaal is, des te minder absorbeert het de röntgenstralen en des te kleiner is de grenshoek (daar hebben de krommen een buigpunt), terwijl ook de kromme steiler verloopt. *1* zilver, *2* niet loodhoudend glas, *3* thermoplastisch materiaal, *4* beryllium. De krommen zijn berekend voor CuKα-straling van 1,54 Å golflengte.

De in de figuur getekende krommen behoren bij een golflengte van 1,54 Å. Voor grotere golflengten verschuiven de krommen naar rechts en gaan minder steil lopen; de grenshoek blijkt evenredig met de golflengte te zijn.

Doordat de brekingsindices zo weinig van 1 afwijken, is het niet mogelijk een röntgenlens te maken. De brandpuntsafstand f van een enkelvoudig brekend oppervlak met straal r is van de orde van grootte r/δ, dus veel groter dan r. Een röntgenlens zou daarom, wil een bruikbare brandpuntsafstand ontstaan, uit een groot aantal componenten moeten zijn opgebouwd. Om het aantal componenten te beperken is een stof met grote δ gewenst; dit is echter ook een stof met grote absorptie. De totale absorptie in de röntgenlens is daardoor altijd veel te groot, opdat de lens nog in de practijk bruikbaar zou zijn.

Dat gewoon licht wel met lenzen geconcentreerd kan worden, is daaraan te danken, dat de brekingsindices van vaste stoffen voor licht meestal aanzienlijk groter dan 1 zijn, en ook dat er stoffen bestaan, zoals glas, die zichtbaar licht nagenoeg in het geheel niet absorberen.

Behalve collimatie, die zoals we gezien hebben door totale reflectie kan worden bewerkt, is het ook mogelijk gebleken een afbeelding door röntgenstraling met behulp van dit principe te bewerkstelligen. Zo is men er in geslaagd met behulp van één of meer sferisch of elliptisch geslepen spiegels

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een „röntgenlens" (die dus in feite geen lens is) te maken[3]), en zelfs een röntgenmicroscoop is ontworpen, eveneens werkend met enkele holle spiegels[4]). Een dergelijke microscoop heeft vergeleken met een lichtmicroscoop het voordeel, dat zijn oplossend vermogen veel groter is, en vergeleken met een electronenmicroscoop, dat de stralen veel dieper in het te onderzoeken object kunnen doordringen, zodat ook inwendige delen van het object kunnen worden bestudeerd. Men is er echter nog niet in geslaagd een vergroting van meer dan ca 30 maal te bereiken, terwijl de afbeeldingsfouten zeer aanzienlijk zijn.

De stralengang in de wigcollimator

Wij zullen nu kort ingaan op het verband dat bestaat tussen de richtingen der invallende stralen en die der uittredende stralen. De voorwaarde waaraan de door de nauwe opening invallende stralen moeten voldoen, willen zij gereflecteerd worden, is dat de invalshoek op een der spiegelende vlakken kleiner is dan η, of, als α weer de hoek van de straal met het symmetrievlak voorstelt (vgl. fig. 5):

$$\alpha < \eta + \beta . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

De effectieve openingshoek van de invallende stralen is dus gegeven door:

$$\omega_i = 2\,(\eta + \beta) . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Hierbij is verondersteld, dat de dimensies van de collimator zodanig zijn, dat stralen met een invalshoek groter dan $\eta + \beta$ de collimator niet ongereflecteerd kunnen doorlopen. Als d_i de breedte van de ingang is en d_u die van de uitgang, terwijl l de lengte van de collimator voorstelt, dan is dus aangenomen dat voldaan is aan

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{d_i + d_u}{2l} < \operatorname{tg} (\eta + \beta) ; \quad . \quad (8)$$

α_0 is de maximale invalshoek waarbij een straal nog ongereflecteerd de collimator doorloopt.

Om de vorm en divergentie van de uittredende bundel te berekenen, maken we gebruik van een kunstgreep (*fig.* 7). Wij „spiegelen de wig enige malen tegen zijn reflecterende oppervlakken"; dan kunnen wij bijv. in plaats van de zig-zag verlopende straal $APQRD$ de rechtdoor lopende straal AD'' tekenen. Daar de hoek β in de practijk slechts enkele minuten bedraagt, mogen wij, in tegenstelling met wat uit de op sterk afwijkende schaal getekende figuur zou volgen, de lijn $DCD'C'D''$ als recht beschouwen.

[3]) W. Ehrenberg, J. Opt. Soc. Am. **39**, 741-746, 1949 en P. Kirkpatrick, J. Opt. Soc. Am. **39**, 796-797, 1949.
[4]) P. Kirkpatrick en A. V. Baez, J. Opt. Soc. Am. **38**, 766-774, 1948.

De stralen door A die geheel ongereflecteerd door de wig lopen, hebben een invalshoek α welke voldoet aan

$$\operatorname{tg} \alpha < \operatorname{tg} \alpha_0 . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Een straal (door A) zal eenmaal gereflecteerd worden, indien zijn invalshoek ligt tussen α_0 en α_1, waar α_1 gegeven is door:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{d_i + 3d_u}{2l} , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

zoals direct uit fig. 7 volgt. Wij kunnen dit voortzetten en vinden dan algemeen dat een door het punt A gaande straal n maal gereflecteerd zal worden, wanneer zijn invalshoek ligt tussen α_{n-1} en α_n, waarin α_n gegeven is door

$$\operatorname{tg} \alpha_n = \frac{d_i + (2n+1)\, d_u}{2l} . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Daar alle hoeken zeer klein zijn, mogen we in deze formules de tangenten door de hoeken vervangen.

We kunnen op deze manier ook de stralen volgen die niet in het punt A, maar elders in de openingspleet invallen. Door met behulp van

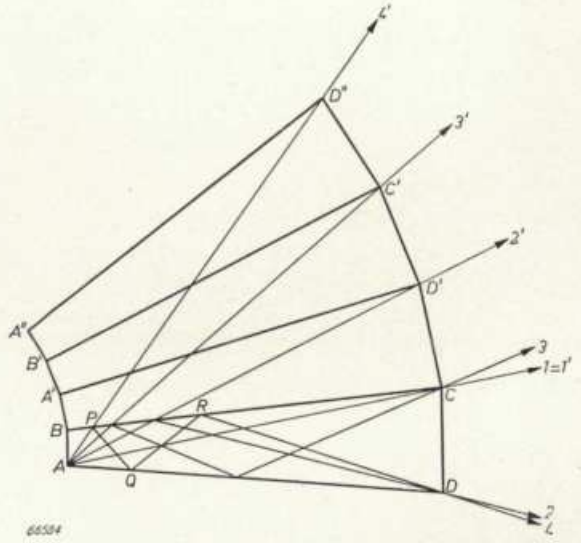


Fig. 7. Ter berekening van de stralengang door de wig.

formule (2) van al deze stralen de uittreehoek te berekenen, vinden we de vorm en divergentie van de uittredende bundel.

Het blijkt uit de berekening, dat de intensiteit der uittredende stralen in iedere uittreerichting nagenoeg dezelfde is, terwijl ook de verdeling van de intensiteit over de gehele breedte van de wijde spleet homogeen is. Men kan deze spleet gemakkelijk 100 à 200 μ breed maken, dus een breedte geven die geheel vergelijkbaar is met

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de breedte van de spleten van een spleetsysteem. Hoewel de breedte van de intreespleet bij de wigcollimator dan veel kleiner is dan die bij zulk een spleetsysteem, is de intensiteit van de uittredende bundel veel groter. Dit komt doordat de ruimtehoek ω_i waaronder de stralen invallen veel groter is. Bij het spleetsysteem immers is deze ruimtehoek gelijk aan de divergentie der uittredende bundel, terwijl hij bij de wig een veel grotere waarde heeft.

De winst in intensiteit vergeleken met een spleetsysteem dat een bundel van dezelfde breedte en divergentie zou leveren, bedraagt een factor 3 tot 5.

De wig werkt ook enigszins als monochromator. De effectieve openingshoek van de invallende stralen toch is gegeven door (7), en daar β steeds veel kleiner is dan η, mogen we zonder een grote fout te maken aannemen, dat de effectieve openingshoek evenredig is met de grenshoek. Nu geldt voor elk materiaal dat η evenredig is met λ, en dus zal de openingshoek ook evenredig met λ zijn. Dit is juist gewenst: van de door het focus uitgezonden straling wordt aldus het continue gedeelte, dat in hoofdzaak bij kortere golven ligt en niet door een filter kan worden tegengehouden, verzwakt ten opzichte van de monochromatische component, en wel in een verhouding gelijk aan die der golflengten, d.i. bij normale buisspanningen ca 2 tot 3 maal.

De constructie van de wig wordt bepaald door de grenshoek van het materiaal en de gewenste divergentie. Zoals we straks zullen zien, is het nuttig een materiaal met een zo steil mogelijk verlopende reflectiekromme te kiezen. Dit betekent ook een materiaal met een kleine grenshoek. Gewoon vensterglas met $\eta = 14',5$ (kromme *2* in fig. 6) voldoet goed; nog beter zou zijn thermoplastisch materiaal te gebruiken, dat alleen lichte atomen bevat. Dit is echter niet vormvast genoeg voor ons doel.

Als voorbeeld geven wij de dimensies van een in dit laboratorium van vensterglas gemaakte wig, waarvan de bouw in *fig. 8* is weergegeven: de lengte ervan bedraagt 120 mm, de intreespleet is 9 μ breed en de uittreespleet 140 μ. Met CuKα-straling is een bundel met een divergentie van 4',8 te verkrijgen. Volgens formule (7) bedraagt de effectieve openingshoek voor de invallende straling 33' (want $\beta = 2'$).

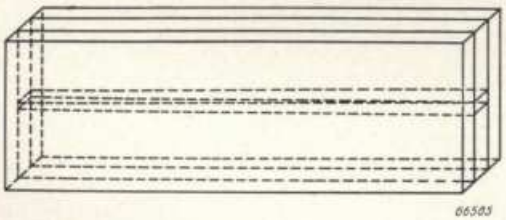


Fig. 8. Constructie van de wigcollimator. De reflecterende platen zijn met behulp van kalibers onder de juiste helling en op de juiste afstanden gebracht, en daarna stevig tussen twee andere platen gekit. Het geheel is zeer robuust, en eenvoudig te maken.

Het blijkt dat om de uittredende primaire bundel van ca 5' divergentie nog een zwakke „halo" aanwezig is van ongeveer 25' doorsnede. Deze halo is hier niet aan verstrooiing door diafragmaranden toe te schrijven, zoals bij een spleetcollimator, en is dan ook van veel geringer intensiteit. Zij ontstaat door andere „verstrooiings"-oorzaken.

„Verstrooiing" door de wigcollimator

Er zijn een drietal oorzaken voor deze verstrooiing in de wigcollimator aan te geven.

1) Als gevolg van de oneffenheden op de oppervlakken der glazen platen zal verstrooiing optreden. Aannemende dat men door goed polijsten de hoogteverschillen op de platen kan terugbrengen tot ca 20 Å, kan men schatten, dat de verstrooiing door deze oneffenheden voor de kleine invalshoeken waarmee wij hier te maken hebben niet zeer belangrijk zal zijn. De verstrooiingshalo zal door dit effect een openingshoek van ca 15' kunnen krijgen; de boven vermelde waarde van 25' is hiermede dus nog niet verklaard.

2) Als gevolg van de „staart" der reflectiecurve worden ook stralen met invalshoeken groter dan η gereflecteerd. Hierdoor zal dus de uittredende bundel een grotere divergentie krijgen. Dit effect is natuurlijk geen verstrooiing in de eigenlijke zin van het woord, het gaat hier nog om regelmatige reflectie, maar wij duiden het hier met de naam verstrooiing aan, omdat het evenals deze de vorming van een halo om de primaire bundel ten gevolge heeft. De hoek die de straal met een der gepolijste oppervlakken maakt, wordt des te kleiner naarmate de straal meer malen gereflecteerd is. Dientengevolge zal een straal die de eerste maal onder een hoek $\varphi > \eta$ een der vlakken treft, en daarbij, zij het dan slechts voor enkele tientallen procenten, gereflecteerd wordt, bij de tweede reflectie reeds veel beter gereflecteerd worden, daar de invalshoek dan dichter bij η zal liggen, of misschien reeds kleiner dan η zal zijn geworden. Bij een volgende reflectie zal de straal nog beter gereflecteerd worden.

De mate waarin de invalshoek afneemt, is bepaald door formule (2). Wanneer β, zoals in de practijk het geval is, slechts enkele minuten bedraagt, kunnen we ruwweg berekenen, dat nog alle stralen die onder een hoek $\varphi < 1{,}5\ \eta$ invallen, uit de collimator zullen komen. De effectieve openingshoek van de collimator wordt door dit effect dus groter, en wel ongeveer een factor 1,5. Dit is dus een voordeel. Om de uittredende bundel treedt echter een halo op. Het blijkt dat de openingshoek van deze halo als gevolg van de „staart" van de reflectiekromme ongeveer 8' zal bedragen.

3) Door het polijstmiddel, dat ijzer bevat, worden in de bovenste laag van het oppervlak ijzeratomen afgezet. Wanneer deze atomen door de invallende röntgenstraling geëxciteerd worden, gaan ze zelf naar alle richtingen stralen, er treedt „secundaire röntgenstraling" op. Men kan het effect onderzoeken met behulp van verschillende filters in de bundel, en het blijkt duidelijk aantoonbaar. Het is mogelijk, dat hierdoor de divergentie van 25' voor de verstrooiingshalo is te verklaren. Door met bijv. aluminiumoxyde te polijsten, zou men dus de verstrooiingshalo nog kunnen verkleinen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Gebruik van de wigcollimator

Het te onderzoeken preparaat wordt direct achter de wijde opening geplaatst, en de film een 10 tot 20 cm daarachter. In de primaire bundel wordt een nikkelfilter geplaatst, om de CuKβ-straling te onderdrukken.

Als voorbeeld van een opname geeft *fig. 9* een diffractiepatroon van nat collageen. De afstand van de belangrijkste netvlakken van deze eiwitachtige stof is 660 Å, dus met CuKα-röntgenstraling vinden we reflecties waarvan de opeenvolgende orden ongeveer 8′ uit elkaar liggen. De reflecties van de tweede en hogere orden zijn duidelijk waarneembaar, die van de eerste orde (afbuigingshoek 8′) is niet zichtbaar als gevolg van de storende achtergrond van de verstrooide straling. De belichtingstijd voor deze opname bedroeg 20 uur. Met een spleetsysteem van dezelfde divergentie zou een belichtingstijd van 75 uur nodig zijn geweest.

Een collimator volgens het beschreven principe kan ook zo geconstrueerd worden, dat hij een bundel alzijdig begrenst, hetgeen voor vele toepassingen gewenst is (bijv. voor draaikristalopnamen van een éénkristal). Het principe van de bouw is weergegeven in *fig. 10*. Theoretisch kan men met een dergelijke collimator een alzijdig begrensde bundel verkrijgen, die een 10 tot 30 maal zo grote intensiteit heeft als een bundel van dezelfde diameter en divergentie welke door een aantal diafragma's met kleine opening is begrensd.

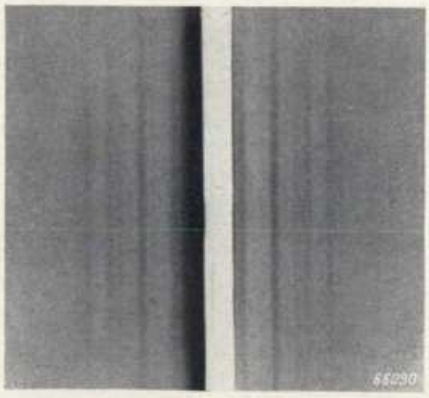


Fig. 9. Opname met behulp van de wigcollimator van een nat collageenpreparaat, 1 mm dik (afbeelding op schaal 3 : 1). Focus 1,2 × 1,2 mm², spanning en stroom van de röntgenbuis 30 kV resp. 30 mA, afstand object-film 200 mm, belichtingstijd 20 uur. De netvlakafstand in nat collageen is 660 Å, en de reflecties van de tweede en hogere orden zijn goed zichtbaar (onderlinge afstand 8′). De reflectie van de eerste orde wordt door de verstrooiingsachtergrond onzichtbaar gemaakt. De primaire bundel werd onderschept met behulp van een loden schermpje.

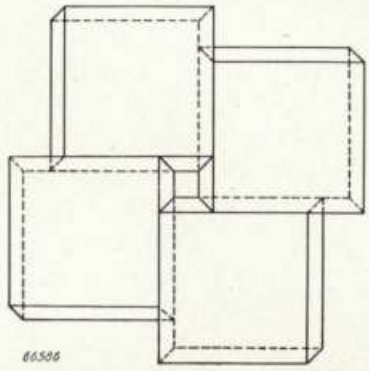


Fig. 10. Schets van de constructie van een collimator volgens het hier beschreven principe, die de röntgenbundel alzijdig begrenst (van de zijde der wijde opening gezien).

Samenvatting. Voor de bestudering van de structuur van bepaalde stoffen is het nodig de afbuiging van röntgenstralen onder zeer kleine hoeken ($< 1°$) te kunnen meten. Dit vereist een röntgenbundel met zeer kleine divergentie, van enkele boogminuten. Om aan deze eis te voldoen en tegelijkertijd een voldoend grote stralingsintensiteit en voldoend zwakke verstrooiingsachtergrond te bereiken, zijn speciale collimatoren ontwikkeld, die kort beschreven worden. Door de schrijvers is een collimator geconstrueerd die zeer eenvoudig is te maken en zeer robuust is, en waarmee een divergentie van ca 5′ is te verkrijgen. Deze collimator berust op totale reflectie van röntgenstralen, die optreedt wanneer deze scherend op een gepolijst oppervlak vallen. Door een wigvormige opstelling der spiegelende vlakken, die bijv. van vensterglas kunnen worden gemaakt, kan een bundel met een openingshoek van ca 30′ in zijn geheel tot de genoemde veel kleinere divergentie worden teruggebracht, zodat een relatief intensieve bundel wordt verkregen. Ingegaan wordt op de oorzaken van de hierbij, evenals bij andere collimatoren doch in geringere mate, optredende verstrooiing. Ten slotte wordt een voorbeeld gegeven van de resultaten die men met de collimator kan bereiken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

METING VAN SNEL FLUCTUERENDE GASTEMPERATUREN

door B. H. SCHULTZ. 621.317.39:536.5:536.717:621.4/.5

Benzinemotoren, dieselmotoren en dergelijke machines zijn in millioenen exemplaren in gebruik en toch zijn de processen die zich hierin afspelen nog niet tot in alle finesses bekend. Begrijpelijkerwijze geldt dit in nog hogere mate voor machines die nog in volle ontwikkeling zijn, zoals gasturbines, heteluchtmotoren, enz. Misschien het belangrijkste detail dat men in al deze gevallen nog beter zou willen leren kennen, is het verloop van de gastemperatuur in de motorcylinders gedurende een cyclus van het arbeidsproces. De meetmethode die hier wordt beschreven belooft onze kennis omtrent dit probleem aanzienlijk te zullen verrijken.

Fluctuerende temperaturen in thermische machines

Een der bepalende factoren voor het arbeidsproces dat zich in elk soort thermische machine afspeelt, of het nu een stoommachine of een benzinemotor, een straalmotor of een heteluchtmotor betreft, is de temperatuur van de gassen die in het proces zijn betrokken. Een voorbeeld moge dit toelichten. Bij de heteluchtmotor wordt ervan uitgegaan [1]) dat het gas (i.c. lucht) in de warme ruimte een constante en uniforme hoge temperatuur T_w heeft, in de koude ruimte een constante en uniforme lage temperatuur T_k. Arbeid wordt gewonnen door het gas in de warme ruimte te laten expanderen, het daarna via de regenerator in de koude ruimte te brengen, het hier te comprimeren en het vervolgens via de regenerator weer naar de warme ruimte te voeren, waarna de cyclus opnieuw begint. Het rendement van het proces is in het ideale geval (als er generlei verliezen optreden):

$$\eta = \frac{T_w - T_k}{T_w} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

In werkelijkheid zijn in het beschouwde voorbeeld de temperaturen T_w en T_k niet geheel constant met de tijd, en ook varieert de gastemperatuur van plaats tot plaats. De wanden van de warme resp. koude ruimte zijn wel constant van temperatuur, maar bij het expanderen koelt het gas in de warme ruimte iets af, vooral binnenin het gasvolume, aangezien de warmte-uitwisseling met de wand in de zeer korte beschikbare tijd niet volledig kan zijn (bij een motor die met 3000 omw/min loopt, duurt de expansie telkens slechts ca 0,01 seconde). Iets dergelijks geldt voor het gas in de koude ruimte tijdens de compressie. Er zullen dus op elke plaats in de gasruimte snelle periodieke fluctuaties van de gastemperatuur optreden. Verg. (1) geldt dan niet meer; het vermogen en het rendement moeten nu worden afgeleid uit het periodieke drukverloop, zoals dit door de fluctuerende gastemperaturen wordt beïnvloed.

Berekening van deze fluctuerende gastemperaturen uit gegevens over de constructie en de bedrijfstoestand van de motor is in principe mogelijk, zowel voor het beschouwde voorbeeld als voor andere machines, doch ze biedt niet geringe moeilijkheden. We hebben daarom een methode ontwikkeld volgens welke men de fluctuerende temperaturen snel en met de gewenste nauwkeurigheid kan meten. Een korte beschrijving van de meetmethode moge hier volgen. Vooraf merken we nog op dat het nieuwe van de methode niet moet worden gezocht in de grondslagen, maar in de bijzonderheden van de uitvoering, die nodig waren met het oog op de ongewone gestelde eisen.

Principe van de meetmethode

De meting geschiedt met een weerstandsthermometer: een draadje van een geschikt metaal, dat in het gas wordt gebracht op de plaats waar men de temperatuur wil meten, en dat is opgenomen in één der vier takken van een brugschakeling. Bij verandering van de draadtemperatuur verandert de electrische weerstand van het draadje, de brug raakt uit het, vooraf ingestelde, evenwicht, en de diagonaalspanning van de brug kan als maat dienen voor de temperatuurverandering. Door deze spanning op te nemen met een kathodestraaloscillograaf, kan men ook snelle temperatuurfluctuaties registreren en meten. In ons geval, waar we met periodieke fluctuaties hebben te maken, met een periode gelijk aan de duur van één omwenteling van de motor (bij een viertactmotor het dubbele daarvan), ligt het voor de hand de tijdbasis van de oscillograaf te synchroniseren met de motor. Zodoende krijgen we — voorzover de optredende temperatuurfluctuaties voldoende reproduceerbaar zijn — op het scherm een stilstaand beeld van het temperatuurverloop.

[1]) Zie bijv.: H. Rinia en F. K. du Pré, Heteluchtmotoren, Philips techn. T. 8, 129-136, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In *fig. 1* is een foto van de gehele meetopstelling weergegeven, verderop zal de lezer een reproductie van enkele hiermee verkregen oscillogrammen aantreffen, die daar nog nader zullen worden toegelicht.

Thermische traagheid van het thermometerdraadje

Het thermometerdraadje zal, ten gevolge van zijn thermische traagheid, alleen bij een voldoend laag toerental de gastemperatuur met de verlangde nauwkeurigheid volgen. Met toenemend toerental blijft de draadtemperatuur meer en meer achter bij de gastemperatuur, en we kunnen in eerste instantie de zaak zo beschouwen alsof de draadtemperatuur alleen een vertraging heeft, terwijl vorm en amplitude van het temperatuurverloop van de draad nog precies dezelfde zijn als van het gas. De vertragingstijd τ wordt gegeven door:

$$\tau = \frac{W}{\alpha F}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Hierin is W de warmtecapaciteit van het draadje, F zijn oppervlakte en α de coëfficient van warmteoverdracht tussen gas en draad, die in hoofdzaak wordt bepaald door de geometrische configuratie (draaddikte).

De overdrachtscoëfficient α wordt gedefinieerd door de vergelijking:

$$dQ = \alpha F(T_g - T_d)\,dt, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

die zegt, dat de hoeveelheid warmte dQ die in de korte tijd dt overgaat van het gas naar de draad, evenredig is met de oppervlakte van de draad en met het verschil van de temperaturen T_g en T_d van het gas resp. van de draad.

Uit verg. (3) is gemakkelijk verg. (2) af te leiden. Immers, dQ is de warmte die de draad in de tijd dt opneemt, dus gelijk aan het product van warmtecapaciteit en temperatuurstijging van de draad [2]): $W\,dT_d$. We kunnen dus (3) schrijven in de vorm:

$$T_g = T_d + \frac{W}{\alpha F}\frac{dT_d}{dt}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Het rechterlid kunnen we, als we $W/\alpha F$ aanduiden met τ, opvatten als de met twee termen afgebroken MacLaurin-ontwikkeling van $T_d(t+\tau)$, zodat verg. (4) het feit tot uitdrukking brengt dat de gastemperatuur T_g ten tijde t bij benadering gelijk is aan de waarde die de draadtemperatuur T_d ten tijde $t+\tau$ zal hebben. T_d is dus ten opzichte van T_g vertraagd met een tijd τ die gegeven wordt door verg. (2).

Het feit dat de exacte MacLaurin-ontwikkeling voor $T_d(t+\tau)$ nog termen met de tweede en hogere afgeleiden bevat, die in het rechterlid van (4) niet voorkomen, is oorzaak dat, bij scherpe overgangen in de gastemperatuur, de draadtemperatuur deze niet precies kan volgen, maar een verloop volgens een afgeronde kromme vertoont. Deze vervorming is practisch minder belangrijk dan die welke onmiddellijk hierna ter sprake komt. De te bespreken maatregel maakt beide vervormingen tegelijk klein.

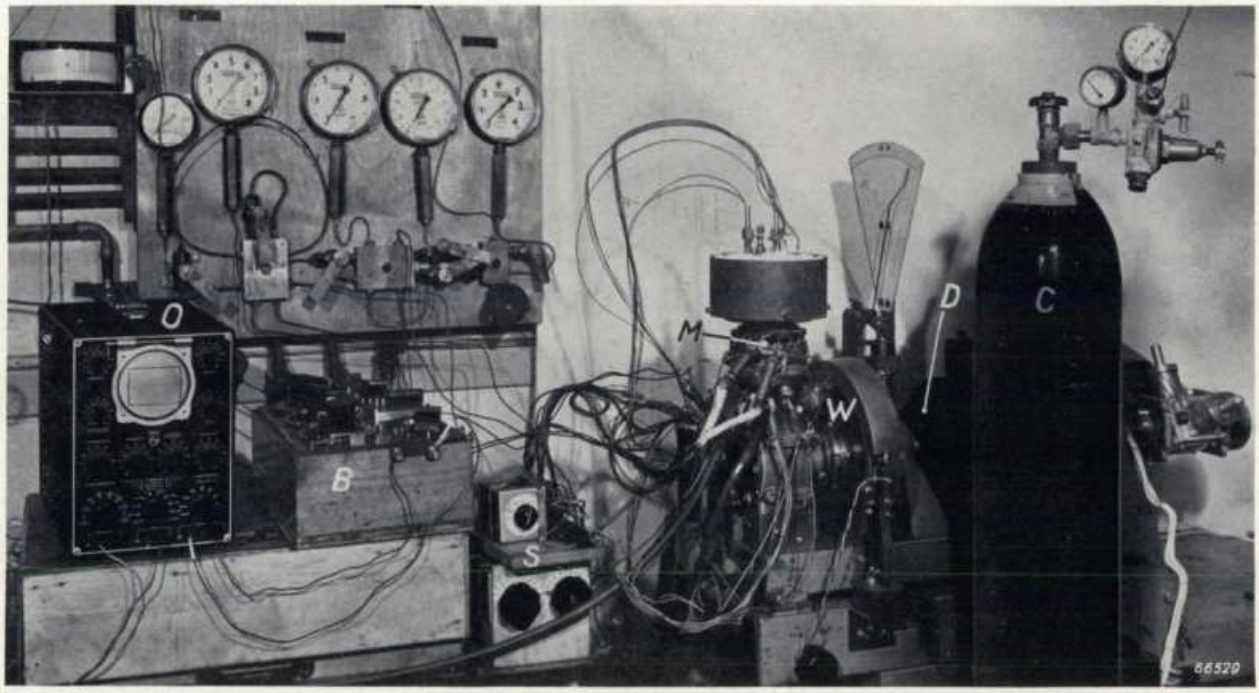


Fig. 1. De volledige meetopstelling. M is een heteluchtmotor, waarin op verschillende plaatsen thermometerdraadjes zijn aangebracht. B zijn de instelbare weerstanden van de brugschakeling. O is de kathodestraaloscillograaf. S zijn schakelwalsen voor het naar keuze inschakelen van een der thermometerdraadjes. Aan de motor zijn in deze opstelling een vliegwiel W (waaraan het later te bespreken onderbrekingsmechanisme is aangebracht) en een remdynamo D gekoppeld. De druk in de motor wordt met behulp van de hogedrukcylinder C ingesteld. De manometers links boven dienen voor diverse statische drukmetingen.

[2]) Als we mogen afzien van warmte-uitwisseling tussen draad en omgeving door straling of door geleiding via de uiteinden; zie hieronder.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Is de vertragingstijd τ bekend, dan zouden we de opgenomen temperatuurcurve hiervoor kunnen corrigeren. In werkelijkheid echter is deze beschouwingswijze nog te globaal. We moeten er rekening mee houden dat τ ook enigszins van de snelheid en de druk van het stromende gas afhangt, en dat dus α, en daarmee τ, tijdens de slag van de motor varieert. We zouden nu wel een „gemiddelde vertraging" kunnen nemen, maar de variërende τ houdt natuurlijk een zekere vervorming van de temperatuurcurve in, waarvoor we niet gemakkelijk kunnen corrigeren. Het is daarom het beste te trachten τ zo klein te maken dat de correctie geheel kan worden verwaarloosd, ook bij de hoogste voorkomende toerentallen.

Hiertoe was het noodzakelijk het thermometerdraadje uiterst dun te maken. Men voelt wel aan dat een dunner draadje de gastemperatuur beter zal volgen, maar het is goed dit nog even te preciseren, omdat de wijze waarop α van de draaddikte d afhangt hierbij een grote rol speelt. Bij gegeven draadlengte is de oppervlakte F evenredig met d, het volume en dus de warmtecapaciteit W is evenredig met d^2, zodat door deze twee factoren in verg. (2) de vertraging τ reeds evenredig met d afneemt. Bovendien echter verandert, zoals men empirisch heeft vastgesteld, de overdrachtscoëfficient α evenredig met $d^{-0,7}$, zodat de vertragingstijd met afnemende draaddikte nog sterker daalt, nl. evenredig met $d^{1,7}$.

Voor onze thermometerdraadjes gebruiken wij meestal Wollaston-draad, d.i. een platina draad met een zilvermantel, die tezamen zo dun zijn uitgetrokken dat de platina kern tot een zeer geringe dikte, in ons geval 1,5 à 2 micron, is gereduceerd; de zilvermantel wordt, na montage van de draad, door etsen verwijderd, zodat men een platina draadje van de genoemde dikte overhoudt. Ook getrokken wolfraam draad, dat door etsen tot een dergelijke dikte werd teruggebracht en dat zo sterk is dat het in deze vorm kan worden gemanipuleerd, hebben we herhaaldelijk gebruikt. Bij deze uiterst dunne draadjes heeft de overdrachtscoëfficient α de buitengewoon hoge waarde van ca 0,3 cal/cm² graad sec (bij normale configuraties waarin een gas warmte afgeeft aan een wand, heeft men meestal te maken [3]) met coëfficienten α van de orde 10^{-3} cal/cm² graad sec). De vertragingstijd τ bedraagt 1 à $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ seconde, hetgeen bij 3000 omw/min correspondeert met een fazehoek van 1,5 à 2,5 graden — een correctie die in ons geval geredelijk mag worden verwaarloosd, zodat de variaties van τ a fortiori van geen belang zijn.

Het zal nu begrijpelijk zijn waarom wij niet met thermo-elementen werken, die toch algemeen worden gebruikt voor de meting van de wand-temperaturen van cylinders enz. De las van een thermo-element kan bij geschikte uitvoering wellicht een wat nauwkeuriger localisatie van de meetplaats toelaten dan met een weerstandsdraadje mogelijk is, maar de thermische traagheid van de las kan niet in dezelfde mate worden beperkt als die van onze draadjes.

Terloops zij nog gewezen op het feit dat de genoemde sterke toeneming van α bij afnemende draaddikte een der bepalende factoren is geweest bij de ontwikkeling van de huidige, met gas gevulde, gloeilampen. De lange en dunne wolfraamdraden die aan de gewenste spanning en het gewenste vermogen beantwoorden, brengen op zichzelf grote verliezen door warmteafgifte aan het gas mee. Door schroefvormig opwikkelen van de lange draad wordt deze, wat de warmte-overdracht betreft, aequivalent met een draad ter dikte van de schroefdoorsnede, zodat de warmteverliezen tot een fractie van de oorspronkelijke worden teruggebracht.

De egalisatie van de temperatuur over de draaddoorsnede gebeurt bij zulke dunne metaaldraadjes zo snel (binnen ongeveer 10^{-8} sec) dat we ook bij de hoogste toerentallen de temperatuurverdeling over de doorsnede als homogeen kunnen beschouwen. Het is derhalve mogelijk de opstelling statisch te ijken. Geven we de weerstandsdraadjes een lengte van minstens 2000 maal de dikte (d.i. in ons geval minstens 4 mm), dan is ook de meetfout die veroorzaakt wordt door een inhomogene temperatuurverdeling over de lengte (ten gevolge van warmte-uitwisseling met de electroden waartussen het draadje uitgespannen is) voor ons doel voldoende klein.

De draadtemperatuur zou, ten gevolge van warmte-uitwisseling door straling, ook in zekere mate beïnvloed kunnen worden door de (constante) temperatuur van de cylinderwanden. Dit effect treedt echter bij de intensieve warmte-uitwisseling door convectie tussen de gasstroom en de zeer dunne draadjes geheel op de achtergrond, zodat het niet nodig is dit door afscherming tegen te gaan, zelfs niet bij de hoogste temperaturen waarbij wij metingen hebben uitgevoerd (ca 600 °C).

De brugstroom moet natuurlijk klein genoeg zijn om de weerstandsdraadjes niet merkbaar te verwarmen; een waarde van enkele mA bleek nog goed toelaatbaar.

IJking van de oscillogrammen

Hebben we een oscillogram van de temperatuurfluctuaties op een punt in de machine opgenomen, dan moeten we dit oscillogram nog ijken, dwz. uit

[3]) Het verschil strookt goed met de macht −0,7 in het verband tussen α en d. Door proeven hebben wij ook rechtstreeks kunnen aantonen dat voor onze uiterst dunne draadjes de $d^{-0,7}$-wet nog opgaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de verticale uitwijkingen de absolute temperatuurwaarden afleiden en elk punt van de curve toevoegen aan de juiste faze van het arbeidsproces. Deze beide dingen doen wij in eenzelfde stap, op de volgende wijze.

Elk weerstandsdraadje is, vóór het monteren in de motor, statisch geijkt met behulp van een regelbare oven: voor verschillende bekende draadtemperaturen is telkens de brug in evenwicht gebracht door instellen van een der brugweerstanden, en men kent dus de gastemperatuur die met elke waarde van deze weerstand correspondeert. Op de as van de te onderzoeken machine hebben we nu een mechanische (of eventueel met een fotocel werkende) onderbreker gemonteerd (zie bij fig. 1), die in een volle omwenteling, dus in één periode van het oscillogram, de brugstroom tweemaal of desgewenst nog vaker gedurende korte tijd uitschakelt en dus even alle brugspanningen nul maakt. In het oscillogram ontstaan aldus twee sprongen, waarin de lichtstip even terugkeert naar het niveau dat beantwoordt aan het nulworden van de diagonaalspanning van de brug (om de brugspanning snel genoeg nul te doen worden, moeten de capaciteiten van de diverse brugtakken voldoende klein zijn). We variëren nu de brug-instelling door bijregelen van de genoemde weerstand zodanig, dat de curve in het oscillogram precies zoveel omhoog (resp. omlaag) schuift dat één der sprongen „verdwijnt". Op dit onderbrekingsmoment — waarvan we de faze in het arbeidsproces nauwkeurig kennen — is dan de diagonaalspanning ook zonder de onderbreking gelijk nul, en de hiervoor nodige instelling levert ons de temperatuur op dat moment. Hebben we dit procédé op beide sprongen toegepast, dan beschikken we over voldoende gegevens om in het oscillogram een volledige faze- en temperatuurschaal te tekenen — althans als de uitwijking van de lichtstip lineair afhangt van de brugspanning. Is dat niet binnen de gewenste nauwkeurigheid van enkele procenten het geval, dan moeten we meer onderbrekingen van de curve te hulp nemen.

In *fig. 2* ziet men twee temperatuurcurven die op de beschreven wijze werden opgenomen. De curven zijn afkomstig van metingen aan een experimentele eencylinder-heteluchtmotor. *Fig. 3* geeft een schematische doorsnede van de motor en laat de diverse plaatsen zien waarop thermometerdraadjes werden aangebracht. De meetplaatsen waarvoor de afgebeelde oscillogrammen *a* en *b* werden verkregen, zijn met dezelfde letters aangeduid. De temperatuur kan uit de oscillogrammen op ongeveer 1 °C nauwkeurig worden afgeleid, de faze op een hoek van enkele graden nauwkeurig. Dit was voor ons doel ruim voldoende. Uit het verloop van de curven konden belangrijke conclusies worden getrokken omtrent de momentele grootte van de warmte-overdracht op verschillende plaatsen in de warmtewisselaars, omtrent de menging van het gas in de cylinder en omtrent de warmte-overdracht tussen gas en cylinderwanden.

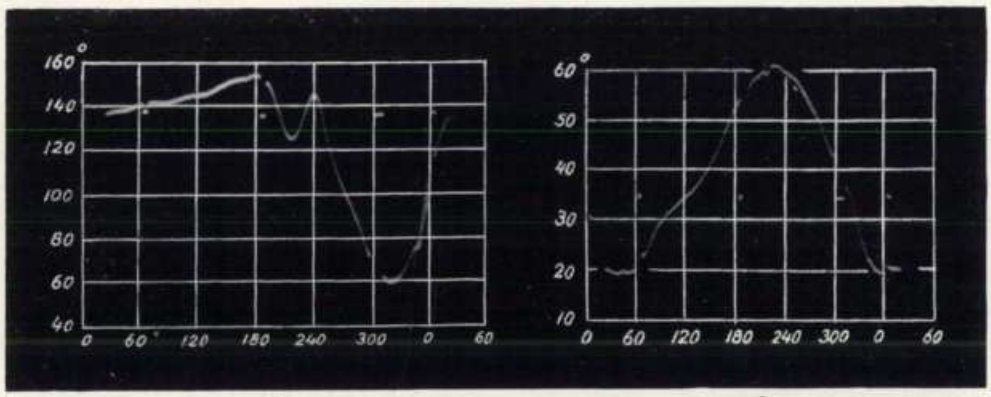


Fig. 2. Oscillogrammen van het verloop van de gastemperatuur op twee plaatsen in een heteluchtmotor; deze plaatsen (*a*, *b*) zijn in fig. 3 aangegeven. De fazehoek 0° beantwoordt aan het moment waarop het volume van de warme ruimte het grootst is.

Het monteren van de draadjes

Tot slot nog enkele opmerkingen over het monteren van de draadjes. Elk draadje wordt met een zeer geringe hoeveelheid soldeer aan zijn electrodenstel bevestigd. Voor meetplaatsen waar hoge gastemperaturen optreden, geschiedt de bevestiging met zilversoldeer, met behulp van een brander met zeer fijne vlam. Het electrodenstel moet geïsoleerd en luchtdicht door de cylinderwand worden gevoerd. Hiervoor gebruiken wij met goed succes metalen buisjes van 1,6 mm inwendige diameter, waarin een electrodestaafje van 1 mm diameter

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

coaxiaal is aangebracht met een isolatie van er tussen geperst magnesiumoxyde. Twee zulke buisjes soldeert men in boringen van een flens. Daarna wordt tussen de electroden de Wollaston-draad

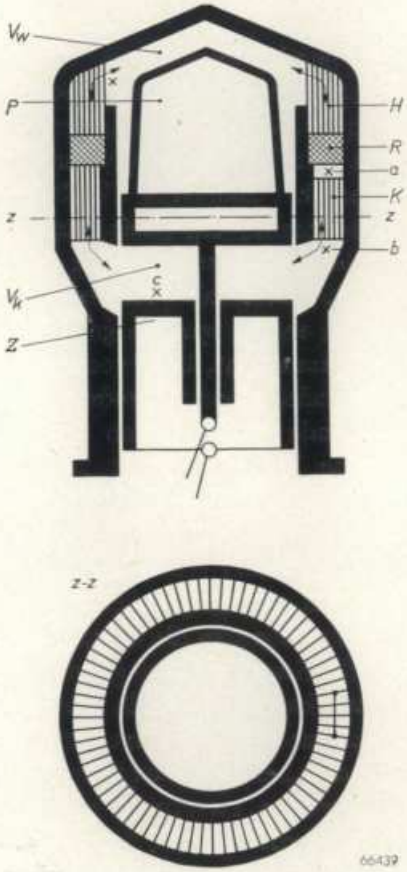


Fig. 3. Vereenvoudigde doorsnede van een eencylinder-heteluchtmotor met verdringer (zie fig. 7 uit het artikel: F. L. van Weenen, De constructie van de Philips-heteluchtmotor, Philips techn. T. **9**, 125-134, 1947). V_w is de warme ruimte, V_k de koude ruimte, H de verhitter, R de regenerator, K de koeler, Z de zuiger, P de verdringer (die de in V_w geëxpandeerde lucht via H-R-K naar V_k schuift, en na compressie in V_k weer via K-R-H terug naar V_w). Op de met kruisjes aangegeven punten werden thermometerdraadjes gemonteerd. In de dwarsdoorsnede (z-z) is de orientatie van de meetdraadjes a en b aangegeven. Deze draadjes leverden de in fig. 2a en b gereproduceerde oscillogrammen van het verloop van de gastemperatuur. Om het draadje a te kunnen monteren, moest plaatselijk een klein gedeelte van de koeler worden verwijderd, zodat de schadelijke ruimte er een weinig door is vergroot.

aangebracht, die men vervolgens afetst en op de vermelde wijze statisch ijkt. Ten slotte wordt de flens met het electrodenstel luchtdicht op een opening van de cylinderwand van de te onderzoeken motor bevestigd (*fig. 4*).

Het is wellicht verwonderlijk dat het in de practijk mogelijk is gebleken met de draadjes van 1,5 à 2 μ dikte, die voor het oog bijna onzichtbaar zijn, nog goed te werken. Het opmerkelijkste is echter wel, dat het ook gelukt is met zulk een draadje de fluctuerende temperatuur te meten van het gas in het laagje nabij het oppervlak van de bewegende zuiger. Het draadje werd daartoe op de zuiger aangebracht en bewoog dus met deze mee (c in fig. 3). De aansluiting van de, door het zuigerlichaam

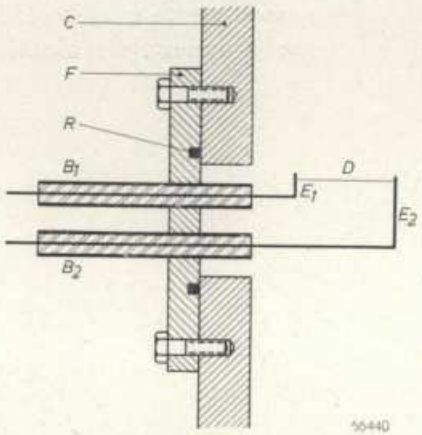


Fig. 4. Doorvoering van de electroden E_1, E_2 van een thermometerdraadje (D) door de wand (C) van de motorcylinder. B_1, B_2 metalen buisjes met inwendige isolatie van magnesiumoxyde, F flens, R pakkingring voor luchtdichte afsluiting.

heen gevoerde, electroden op de brugschakeling werd eenvoudig bewerkstelligd door slappe spiraaltjes, aangesloten op vaste geïsoleerde electroden buiten de cylinder. Mechanisch bleek dit schijnbaar zo fragiele samenstel sterk genoeg om ettelijke millioenen cycli van de motor te verduren. Alleen vonden de draadjes nu en dan een voortijdig einde doordat minuscule druppeltjes smeerolie, die in de cylinder zweven, zich er op afzetten en ze door hun massakrachten stuktrokken.

Samenvatting. In de cylinders van snel lopende thermische machines, waarbij een arbeidscyclus slechts enkele honderdsten seconden duurt, treden zeer snelle fluctuaties van de gastemperatuur op, die voor de werking van de machines van groot belang zijn, maar die nauwelijks voor berekening toegankelijk zijn. Het is mogelijk gebleken zulke snelle temperatuurfluctuaties te meten met behulp van een uiterst dun metalen draadje, als weerstandsthermometer geschakeld in een brug. Bij een dikte van 1,5 à 2 micron volgt het draadje de gastemperatuur met een vertraging van slechts 1 à $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ seconde. De fluctuaties worden opgenomen met een kathodestraaloscillograaf: de oscillogrammen kunnen op eenvoudige wijze worden geijkt. De fout in de aldus gemeten temperatuur is ongeveer 1 °C, de fout in de fazehoek hoogstens enkele graden. Als voorbeeld worden enige metingen besproken die verricht zijn aan een experimentele uitvoering van een eencylinder-heteluchtmotor.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

BOEKBESPREKING

Kunstlicht en Fotografie, door G. D. Rieck en L. H. Verbeek, 14 + 347 blz., 180 figuren, 44 buitentekstplaten (waarvan 4 in kleuren), 10 tabellen. — Philips Technische Bibliotheek — Meulenhoff & Co. N.V., Amsterdam 1950.

Wiskundige formules enerzijds, fraaie reproducties van fotografische meesterwerken anderzijds — vaak letterlijk, aan de ene en andere zijde van een pagina —: dit is de eerste indruk die men al bladerende in dit boek opdoet. De combinatie is slechts schijnbaar ongerijmd; men kan haar opvatten als de zichtbare uitdrukking van het tweeslachtig karakter van de fotografie, die een kunst is en tegelijk een wetenschap — of, zo men wil, een op wetenschappelijke grondslagen gefundeerde techniek.

De serieuze beoefenaar van de fotografie zal bij het hanteren van deze techniek, met haar uitgebreide arsenaal van hulpmiddelen (opname-apparaten, ontwikkelmethoden, vergrotingsapparaten, projectoren, en de bij dit alles behorende lichtbronnen), de behoefte voelen te begrijpen wat hij doet en wat zijn resultaten bepaalt. Het boek van Rieck en Verbeek zal voor hem een rijke bron van voorlichting zijn. De schrijvers zijn er in geslaagd, een samenhangend en vaak boeiend beeld van de wetenschappelijke achtergrond van hun onderwerp te geven, daarbij rekening houdend met voorkennis en bevattingsvermogen van de vakfotograaf of meer in het algemeen van de ontwikkelde en technisch geïnteresseerde leek. Voor wie wat dieper graven wil, zijn enkele gedeelten, kenbaar door een kleiner lettertype, ingelast en zijn talrijke literatuuraanhalingen toegevoegd. Wie daarentegen meer direct op de practijk gerichte voorlichting zoekt, kan de theoretische uiteenzettingen, die voornamelijk geconcentreerd zijn in de hoofdstukken II en III (Licht en verlichting, resp. Fotografische materialen en de inwerking van het licht hierop, samen ca 100 pagina's), overslaan en zijn hart ophalen aan hoofdstuk V, VI, VII (Gebruik van gloei- en gasontladingslampen voor de opname, dito van flitslampen, en gebruik van kunstlicht voor projectie, reproductie en afwerking, samen 120 pag.). De schrijvers geven hierin vele practische wenken, die de amateur evenals de vakfotograaf van nut kunnen zijn. Tussen deze gedeelten in staat het hoofdstuk IV (80 pag.), dat een uitvoerige beschrijving geeft van de velerlei lichtbronnen die in de fotografie te pas komen (of kunnen komen). Hoofdstuk VIII ten slotte behandelt in het kort enkele speciale gebruiksmogelijkheden van het kunstlicht, bijv. voor infrarood- en ultravioletfotografie, voor microfotografie enz.

De verschillende aspecten van het onderwerp zijn evenwichtig behandeld. Dit houdt in, dat, overeenkomstig hun grote betekenis voor de practijk, aan de bouw en de eigenschappen van de gloeilamp en de flitslamp zeer veel aandacht is geschonken, meer dan in soortgelijke boeken wel ooit is gedaan. Enkele paragrafen die speciale vermelding verdienen om de frisse kijk die zij geven op practisch zich voordoende kwesties zijn: de behandeling van de combinatie van zonlicht met flitslicht, vooral in de kamer; de „beschaduwing" van het object; de kleurweergave op zwart-wit en op kleurenmateriaal. De waarde van het boek als handboek voor dagelijks gebruik wordt zeer verhoogd door de tabellen van voor de practijk belangrijke gegevens en door de beide uitvoerige registers (volgens namen en volgens onderwerpen).

De 44 grote, los in de tekst gestrooide, reproducties van kunstlichtfoto's zijn met bijzondere zorg gekozen. Het was een aardig idee, aan het eind van het boek deze foto's nog eens in het klein te reproduceren, met een samenstelling van de technische gegevens, o.a. betreffende de wijze van verlichting. De beknopte cursus in kunstzinnige fotografie die hiermee wordt gegeven, zal de rechtgeaarde amateur stellig er toe aanzetten het ook eens zo te proberen.

S. GRADSTEIN.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!